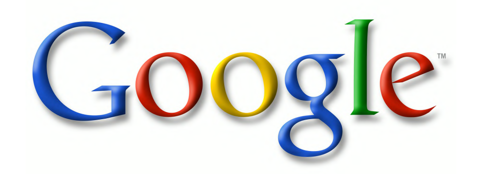
This is a reproduction of a library book that was digitized by Google as part of an ongoing effort to preserve the information in books and make it universally accessible.

Google books

https://books.google.com






## Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

## Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

## Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.


NYPL RESEARCH LIBRARIES
3 3433 11016 2165

Digitized by Google

Digitized by Google

TTFA

JAHRBUCH

Digitized by Google

Digitized by Google

TTFA

JAHRBUCH

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google


# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

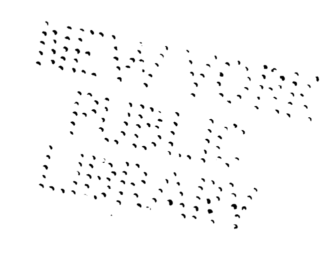
Schriftleitung: Dr. E. Mauz

33

**Dreiunddreißigster Band**

mit 452 Bildern im Text.



1 9 2 9


Digitized by Google

THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY
483779 A
ASTOR, LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS
R 1930 L

Digitized by Google

# Inhaltsverzeichnis.

## A. Originalarbeiten.



## B. Zusammenfassender Bericht.



## C. Mitteilungen aus der Praxis.



## D. Patentschau.



## E. Bücher.



Digitized by Google

## F. Referate.



Digitized by Google

# Sachregister.



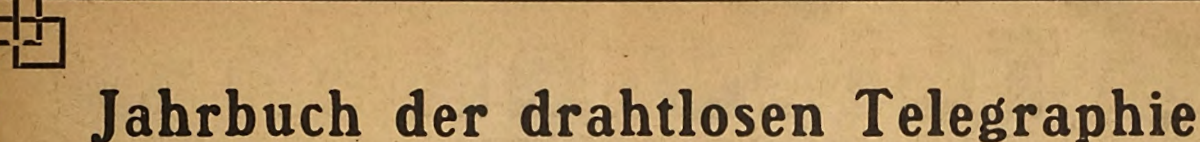

Digitized by Google

Großdruckerei Paul Dünnhaupt, Köthen i. Anh.

Digitized by Google

MAY 18 '29

Band 33 Januar 1929 Heft 1




# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Bands 33-34 1929

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. Arco (Berlin), Dr. L. W. Austin (Washington), Postrat Dr. F. Banneitz (Berlin), Prof. Dr. H. Barkhausen (Dresden), Dr. W. Burstyn (Berlin), Prof. Dr. A. Esau (Jena), Prof. Dr. H. Faßbender (Berlin), Dr. L. de Forest (New-York), Prof. Dr. F. Kiebitz (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. Leithäuser (Berlin), Dr. S. Loewe (Berlin), Dr. C. Lübben (Berlin), Dr. E. Lübcke (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E h. A. Meissner (Berlin), Prof. Dr. H. G. Möller (Hamburg), Dr. E. Nesper (Berlin), Dr. B. van der Pol jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. Poulsen (Kopenhagen), Prof. Dr. L. Pungs (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. Rosenbaum (Berlin), Dr. K. Rottgardt (Berlin), Prof. Dr. H. Rukop (Köln), Dr. A. Scheibe (Charlottenburg), Oberingenieur O. Scheller (Berlin), Prof. Dr. W. Schottky (Berlin), Prof. Dr. A. Sommerfeld (München), Dr. F. Trendelenburg (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. Wien (Jena), Prof. Dr. H. Wigge (Köthen-Anh.),

herausgegeben von

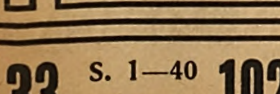
Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9






*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes ($^1/_2$ Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google




# Telefunken

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.







liefert

**Alle für drahtlose Telegraphie und Telephonie erforderlichen Geräte entsprechend dem neuesten Stand der Technik**

**Vollständige Sende- und Empfangsanlagen jeder Reichweite für den Nachrichten- und Sicherungsdienst im Land-, See- und Luftverkehr**

**Funkpeilanlagen und Navigationssender**

**Einrichtungen für Einfach- u. für Mehrfachtelephonie längs Hochspannungs- u. Niederspannungsleitungen mittels Hochfrequenz**

**Rundfunksender jeder Leistung**

**Sende-, Verstärker- und Gleichrichter-Röhren**

**Empfänger und Röhren für den Rundfunk**

---

0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 14

Unabhängig von Temperatur-Schwankungen ist die Anzeige, die Zeiger-Einstellung rasch und gut gedämpft. Sicheres Ablesen, weil Fadenzeiger und Spiegelbogen das Auge nicht ermüden.
5 Spannungs- und 6 Strom-Meßbereiche vereint dieses leichte handliche Gerät. Ein einziger Stöpsel genügt zur Umschaltung.
Kleinste Meßbereiche:
30 mA, 150 mV
Größte Meßbereiche:
30 A, 300 V

# H&B

## DREHSPUL-MESSGERÄTE

# HARTMANN & BRAUN

A-G FRANKFURT MAIN




Digitized by Google

Band 33 Januar 1929 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Beseitigung der Nebenfrequenzen beim statischen Frequenzwandler.

Von **H. Freese**[1]).

**Inhaltsübersicht.**



## Einleitung.

Um ohne Benutzung rotierender Maschinen eine gegebene Frequenz zu vervielfachen, macht man bekanntlich[2]) beim statischen Frequenzwandler von dem nicht linearen Verlauf der Ferromagnetisierungskurve Anwendung. Die scharfe Krümmung dieser Kurve hat zur Folge, daß einem sinusförmigen Stromverlauf nur ein von der Sinusform stark abweichender Spannungsverlauf — bzw. auch umgekehrt — entsprechen kann. So läßt sich im Frequenztransformator eine stoßförmige Sekundärspannung herstellen, und an diese legt man einen Schwingungskreis, der auf ein Vielfaches der Stoßfrequenz abgestimmt ist.

Es ist nun klar, daß die vervielfachte Frequenz ihrerseits nicht rein sinusförmig sein kann, auch dann nicht, wenn die Kreise so abgestimmt sind, daß der Stoß selbst keine Komplikationen verursacht (vgl. Plendl, Sammer, Zenneck, l. c.), weil ein neuer Anstoß vom Primärkreis her immer erst nach einigen Schwingungen erfolgt, in der Zwischenzeit jedoch die Amplituden der Sekundärschwingung nach Maßgabe der Dämpfung mehr oder weniger absinken. Es besteht also eine Amplitudenschwankung, die wie jede periodische „Modulation" auch durch die Existenz von Nebenwellen beschrieben werden kann.

Im folgenden soll nun, sowohl durch Rechnung wie durch Versuche gezeigt werden, um welche Fre-

[1]) Gekürzte Dissertation der Techn. Hochschule München.

[2]) Schmidt, E. T. Z. 44. S. 910. 1923. — Plendl, Sammer, Zenneck, Jahrb. f. drahtl. Tel. 27. S. 101. 1926. — Guillemin, Arch. f. Elektrotechn. 17. S. 17. 1926. — Hilpert und Seydel, E. T. Z. 47. S. 433, 472, 1014. 1926. 48. S. 492. 1927. — Kramar, Jahrb. f. drahtl. Tel. 32. S. 10, 46. 1928.

Digitized by Google

quenzen und Intensitäten es sich bei diesen Nebenwellen handelt (I) und wie sie eventuell beseitigt werden können (II).

## I. Ermittelung der Nebenfrequenzen.

### A. Rechnericher Weg.

#### a) Sekundärkreis.

Es liege die Schaltung von Bild 1 mit folgenden Voraussetzungen vor:

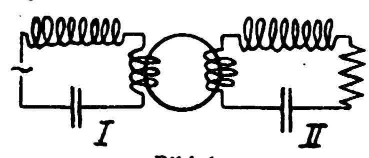



**Bild 1.**
**Schema der Frequenztransformation.**

Der Strom $i_{It}$ in Kreis I sei rein sinusförmig:

$$i_{It} = J_I \cdot \sin \omega_I t.$$

Der Kreis II sei auf ein ungerades Vielfaches der Primärfrequenz abgestimmt:

$$\omega_{II} = m \cdot \omega_I; \quad T_I = m \cdot T_{II}; \quad m = \text{ganz, ungerad.}$$

Die Spannung an der Sekundärseite des Frequenzwandlers sei stoßförmig und die Stoßbreite sei ein Optimum, nämlich gleich $\frac{1}{2}\, T_{II}$[3]).

Die Rückwirkung sei so gering, daß $\omega_{II}$ sich während der Stoßhalbperiode nicht ändert[3]).

Diese Annahmen ergeben einen Sekundärstrom von der Form des Bildes 2. Der analytische Ausdruck

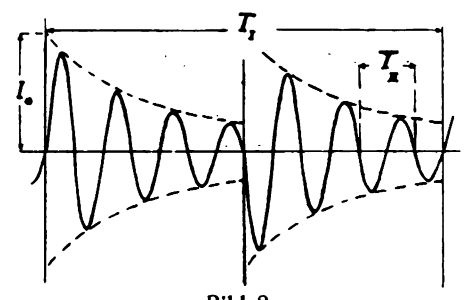



**Bild 2.**
**Idealisierte Kurvenform des Sekundärstromes.**

dieser Form ist nicht einheitlich für den ganzen Verlauf, sondern zerfällt in die Teile:

$$i_{IIt} = J_o \cdot e^{-\delta t} \cdot \sin \omega_{II} t \qquad \text{zwischen } 0 \text{ und } \tfrac{1}{2}\, T_I$$

$$i_{IIt} = J_o \cdot e^{\delta\, T_{I/2}} \cdot e^{-\delta t} \cdot \sin \omega_{II} t \qquad ,, \ \tfrac{1}{2}\, T_I \ ,, \qquad T_I$$

Diese Funktion werde nach F o u r i e r in die Harmonischen der P r i m ä r frequenz zerlegt.

$$i_{IIt} = \Sigma\, a_n \cdot \cos n\, \omega_I t + \Sigma\, b_n \cdot \sin n \omega_I t \quad (+\, a_o.)$$

Wenn zur Abkürzung gesetzt wird

$$\omega_{II} + n\, \omega_I = (m+n)\, \omega_I = \omega_+;$$

$$\omega_{II} - n\, \omega_I = (m-n)\, \omega_I = \omega_-,$$

so ergibt sich nach einigen Zwischenrechnungen:

$$a_n = \frac{2 J_o}{T_I} \times$$

$$\left[e^{-\delta T_{I/2}}\left(\frac{-\omega_+}{\delta^2+\omega_+^2} + \frac{-\omega_-}{\delta^2+\omega_-^2}\right) - e^0\left(\frac{-\omega_+}{\delta^2+\omega_+^2} + \frac{\omega_-}{\delta^2+\omega_-^2}\right)\right]$$

$$b_n = \frac{-2 J_o}{T_I} \times$$

$$\left[e^{-\delta T_{I/2}}\left(\frac{-\delta}{\delta^2+\omega_+^2} - \frac{-\delta}{\delta^2+\omega_-^2}\right) - e^0\left(\frac{-\delta}{\delta^2+\omega_+^2} - \frac{-\delta}{\delta^2+\omega_-^2}\right)\right]$$

[3]) G u i l l e m i n l. c., K r a m a r l. c.

Wird jetzt nach an Stelle von $\delta$ das logarithmische Dekrement $\mathfrak{d}$ eingeführt, so ist mit

$$\delta = \mathfrak{d}/T_{II} = m\, \mathfrak{d}/T_I; \quad \omega_+ = (m+n)\frac{2\pi}{T_I}; \quad \omega_- = (m-n)\frac{2\pi}{T_I}$$

(1)
$$a_n = -2\, J_o \left(e^{\frac{-m\mathfrak{d}}{2}} - 1\right) \times \left[\frac{2\pi(m+n)}{(m\mathfrak{d})^2 + 4\pi^2(m+n)^2} + \frac{2\pi(m-n)}{(m\mathfrak{d})^2 + 4\pi^2(m-n)^2}\right].$$

(2)
$$b_n = 2\, J_o \left(e^{\frac{-m\mathfrak{d}}{2}} - 1\right) \times \left[\frac{m \cdot \mathfrak{d}}{(m\mathfrak{d})^2 + 4\pi^2(m+n)^2} - \frac{m \cdot \mathfrak{d}}{(m\mathfrak{d})^2 + 4\pi^2(m-n)^2}\right]$$

Die resultierende Schwingung der n. Harmonischen ist $i_{nt} = a_n \cos n\, \omega_I\, t + b_n \sin n\, \omega_I\, t = J_n \sin(n\, \omega_I\, t + \varphi_n)$, wobei $J_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$; $\operatorname{tg} \varphi_n = a_n : b_n$.

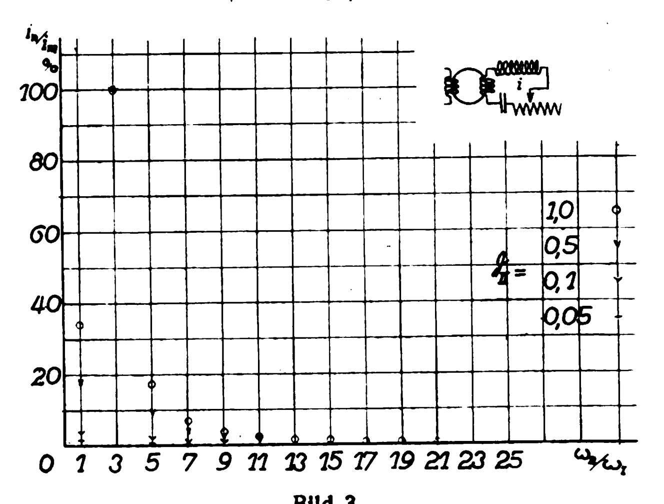



**Bild 3.**
**Berechnetes Intensitätsspektrum für Verdreifachung.**

Hier interessiert nur die A m p l i t u d e $J_n$ der resultierenden $n$. Harmonischen. Sie folgt also aus (1) und (2) durch Quadrieren und Addieren zu

$$J_n = \frac{8\pi m \left(e^{-\frac{m\mathfrak{d}}{2}} - 1\right) \cdot J_0}{\sqrt{[(m\mathfrak{d})^2 + 4\pi^2(m+n)^2] \cdot [(m\mathfrak{d})^2 + 4\pi^2(m-n)^2]}}$$

Da weder bei der zahlenmäßigen Auswertung noch bei der experimentellen Messung dieser A b s o l u t wert betrachtet werden soll, so sei als Endformel die r e l a t i v e Stärke der $n$. Harmonischen auf die der $m$. Harmonischen, also die Nebenfrequenz auf die Nutzfrequenz bezogen.

(3)
$$\frac{J_n}{J_m} = \frac{i_n}{i_m}{}^{*)} = \sqrt{\frac{[(m\mathfrak{d})^2 + 16\pi^2 m^2] \cdot (m\mathfrak{d})^2}{[(m\mathfrak{d})^2 + 4\pi^2(m+n)^2] \cdot [(m\mathfrak{d})^2 + 4\pi^2(m-n)^2]}}$$

Diese Größe ist für eine Reihe von Werten von $m$ und $\mathfrak{d}$ berechnet und prozentual in Bild 3—5 als Funktion von $n = \frac{\omega_n}{\omega_I}$ aufgetragen. Bild 3 gilt für Verdreifachung der Frequenz ($m = 3$); Bild 4 gilt für Verneunfachung ($m = 9$); Bild 5 gilt für Verfünfzehnfachung ($m = 15$).

*) In den graphischen Darstellungen ist stets die Ordinate mit $i_n/i_m$ bezeichnet und damit das Verhältnis der E f f e k t i v werte gemeint, welche ja im experimentellen Teil gemessen werden.

Digitized by Google

Nur die ungradzahlig vielfachen Frequenzen von $\omega_I$ haben endliche Intensitäten. Dazwischen würde eine diese Maxima verbindende Resonanzkurve — von unendlicher Schärfe — dauernd den Wert 0 haben. Darum sind auch nur die endlichen Maximalwerte ohne verbindende Kurve in den Bildern zu

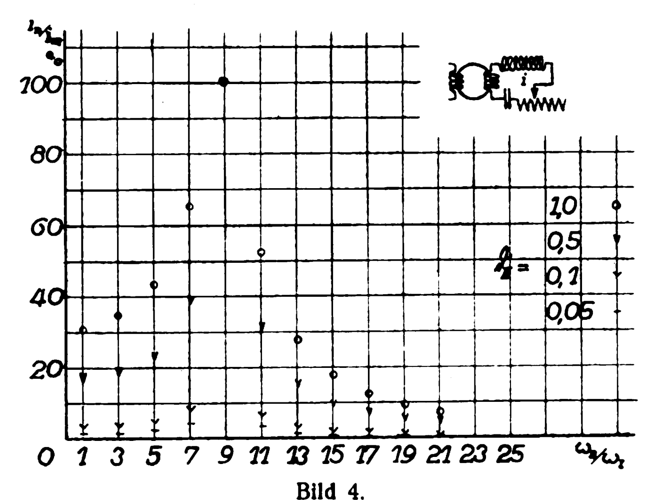



Bild 4.
Berechnetes Intensitätsspektrum für Verneunfachung.

sehen Sie liegen um so höher, je stärker die Dämpfung und je höher die Vervielfachung.

Für $\mathfrak{d} = 0$ ist, wie (3) zeigt

$$i_n/i_m = 0 \text{ für alle } n \neq m$$
$$= 1 \text{ für alle } n = m.$$

Bei völlig ungedämpftem Sekundärkreis würden also gar keine Nebenfrequenzen, sondern nur die Nutzfrequenz auftreten, vorausgesetzt immer, daß die Abstimmung des Kreises so gewählt ist, daß beim Stoß keine Störungen auftreten.

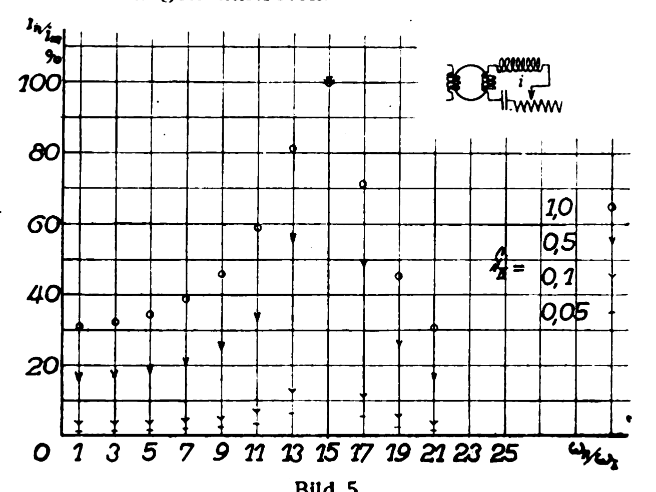



Bild 5.
Berechnetes Intensitätsspektrum für Verfünfzehnfachung.

b) Tertiärkreis.

Alles bisher Gerechnete bezieht sich auf den Strom $i_{II}$ des Sekundärkreises in Bild 1.

Wird nun an diesem Strom abermals ein auf das $m$-fache der Primärfrequenz abgestimmter Kreis III angekoppelt, so entsteht die Schaltung von Bild 6, die der praktischen Anwendung entspricht (II = Arbeitskreis, III = Antennenkreis). Jetzt erhebt sich die Frage nach Frequenz und Intensität der Nebenwellen im Tertiärkreis.

Von vornherein ist Aehnlichkeit mit dem erzwingenden Strom $i_{II}$ zu vermuten. Im Intensitätsspektrum werden auch hier wie dort nur die ungraden Vielfachen der Grundfrequenz auftreten. Die Größe des Stromes $i_n$ einer bestimmten $n$. Harmonischen folgt einfach aus der entsprechenden EMK $e_n$ dividiert durch die Impedanz $z_n$, welche der auf die $m$. Harmonische eingestellte Tertiärkreis für die $n$. Harmonische hat. Voraussetzung dabei ist, daß die Kopplung zwischen Sekundär- und Tertiärkreis lose genug ist, um eine Rückwirkung des Tertiärkreises auf den sekundären unmerklich zu machen.

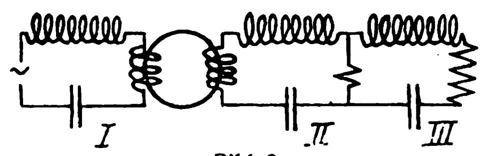



Bild 6.
Schema der einstufigen Frequenztransformation mit getrennten Arbeits- (II) und Antennenkreis (III).

Wie beim Sekundärstrom interessiert auch hier das Verhältnis $i_n/i_m$, das Verhältnis der Nebenfrequenz zur Nutzfrequenz.

Die bisher nicht mit Index versehenen Größen $i_n/i_m$ und $\mathfrak{d}$ erhalten jetzt den Index II und zum Unterschied dagegen die neu zu betrachtenden des Tertiärkreises den Index III.

Das gesuchte Verhältnis ist:

$$(4) \qquad (i_n/i_m)_{III} = (e_n/e_m)_{III} \cdot (z_m/z_n)_{III}$$

Darin ist:

$$(5) \qquad (e_n/e_m)_{III} =$$

$(i_n/i_m)_{II} \cdot n/m$ bei induktiver Kopplung von II auf III,
$(i_n/i_m)_{II} \cdot 1$ bei ohmscher Kopplung von II auf III,
$(i_n/i_m)_{II} \cdot m/n$ bei kapaziter Kopplung von II auf III.

Nur der Fall rein ohmscher Kopplung werde verfolgt. Das Endergebnis ist dann nach Multiplikation bzw. Division mit dem Frequenzverhältnis auch für induktive und kapazitive Kopplung gültig.

Um den zweiten Faktor in (4) auf bequeme Form zu bringen, werde allgemein die Impedanz durch Dekrement und Verstimmung ausgedrückt.

$$z^2 = r^2 \left[1 + \left(\frac{\pi}{\mathfrak{d}}\right)^2 \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega}\right)^2\right], \text{ wo } \omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Der Kreis III mit dem auf die $m$. Harmonische abgestimmten $L$ und $C$ bietet also der $n$. Harmonischen einen Widerstand

$$z_n = r\sqrt{1 + \left(\frac{\pi}{\mathfrak{d}_{III}}\right)^2 \left(\frac{\omega_n}{\omega_m} - \frac{\omega_m}{\omega_n}\right)^2}$$

der $m$. Harmonischen einen Widerstand

$$z_m = r$$

Damit wird:

$$(6) \qquad \left(\frac{z_m}{z_n}\right)_{III} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\pi}{\mathfrak{d}_{III}}\right)^2 \left(\frac{n}{m} - \frac{m}{n}\right)^2}}$$

Aus (4) bis (6) folgt

$$(7) \qquad (i_n/i_m)_{III} = (i_n/i_m)_{II} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\pi}{\mathfrak{d}_{III}}\right)^2 \left(\frac{n}{m} - \frac{m}{n}\right)^2}}$$

worin für $(i_n/i_m)_{II}$ der Wert aus Gleichung (3) einzusetzen ist.


Digitized by Google

Gleichung (7) zeigt:
Nur für $n = m$ oder auch für $\mathfrak{d}_{III} = \infty$ wird

$$(i_n/i_m)_{III} = (i_n/i_m)_{II}$$

sonst ist immer

$$(i_n/i_m)_{III} < (i_n/i_m)_{II}$$

d. h. alle Nebenwellen sind im Tertiärkreis relativ zur Hauptwelle schwächer als im Sekundärkreis, und zwar bei demselben $\mathfrak{d}_{III}$ um so schwächer, je weiter sie von der Nutzwelle abliegen. Ist $\mathfrak{d}_{III} = 0$, so kommen im Tertiärkreis überhaupt keine Nebenwellen zur Ausbildung.

## B. Experimenteller Weg.

Wie die Rechnung zeigte, steigt die Stärke der Nebenwellen mit zunehmender Dämpfung. Beide Größen lassen sich durch Versuche bestimmen, erstere durch Aussonderung mit Hilfe eines sehr selektiven Wellenmessers, letztere durch Aufnahme von Oszillogrammen mit der Braunschen Röhre. Durch Vergleich der so erhaltenen Spektren und Oszillogramme kann man dann prüfen, wie weit die Voraussetzungen zutreffen, die den Rechnungen des vorigen Abschnitts zugrunde liegen.

### 1. Meßverfahren.

#### a) Apparatur zur Frequenzvervielfachung.

Die Bestandteile der Vervielfachungsapparatur waren im wesentlichen dieselben, wie sie schon in der Arbeit von Plendl, Sammer, Zennek (l. c.) beschrieben sind:

Die Stromquelle ein 5 kVA-Generator der AEG, Periodenzahl 500 pro Sekunde.

Die Induktivitäten große Luftspulen von je 0,02 oder 0,036 H oder Spulen mit offenem Eisenkern[4]).

Die Kapazitäten Papierkondensatoren von Siemens & Halske im Primärkreis, Luft, Glasplatten- und Glimmerkondensatoren im Sekundär- und Tertiärkreis.

Der Frequenztransformator aus Hochfrequenzblechen von Telefunken ein Ring von 60 mm Innen-, 90 mm Außendurchmesser und 50 mm Höhe mit 54 Primär-, 53, 26 oder 8 Sekundärwindungen.

Die Instrumente wie in Abschnitt b) näher ausgeführt: Hitzdrahtzeiger von Hartmann & Braun, Vakuumthermoelement von Siemens & Halske, Drehspul-Galvanometer von Edelmann, im Primärkreis auch ein technisches Dreheiseninstrument und zur Frequenzkontrolle ein Zungenfrequenz-Messer von Hartmann & Braun.

#### b) Entdämpfter Wellenmesser.

Bei der Zusammenstellung des Wellenmesserkreises war in erster Linie folgendes zu beachten. Als Grundfrequenz standen 500 Per./Sek. zur Verfügung. Die dadurch bedingten großen Induktivitäten bringen große Verluste, d. h. starke Dämpfung in den Wellenmesserkreis. Andererseits mußten unmittelbar neben der Hauptwelle sehr schwache Nebenwellen zu messen sein. Bei Vorversuchen zeigt es sich, daß ein Wellenmesser mit Luftspulen von 0,04—0,06 H und mit Luft- und Glasplatten-Kondensatoren allenfalls noch zur Analyse des stark gedämpften Sekundärstromes, aber nicht mehr zu der des Tertiärstromes ausreichte. Es blieb schließlich nichts anderes übrig, als eine Entdämpfung durch schwach rückgekoppelten Röhrengenerator zu versuchen, welche auch mit einem RS 5-Rohr von Telefunken bei 2,2 Amp. Heizstrom und 200 V Anodenspannung gelang.

Mit der Erreichung hoher Selektivität war gleichzeitig die Empfindlichkeit des Wellenmessers gesteigert, so daß ich hoffte, als Indikator ein Vakuumthermoelement verwenden zu können, um mit einer einmaligen Eichung des ganzen Wellenmessers auszukommen. Die Analyse von Strömen im Tertiärkreis verlangte jedoch in den meisten Fällen (besonders des Abschnitts II) eine viel höhere Empfindlichkeit, so daß erst die Anwendung eines Detektors (Karborund)

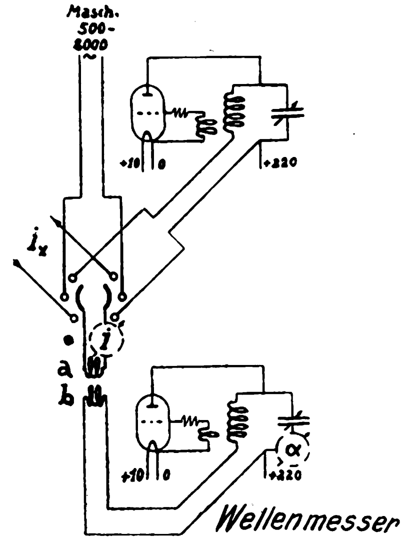



**Bild 7.**
**Wellenmeß- und Eichanordnung.**

diesen Anforderungen genügte. Damit fiel aber auch die Möglichkeit einer einmaligen Eichung, weil die Konstanz des Detektors nicht für längere Zeiten gesichert war. Zudem machte die starke Verschiedenheit der Ordinaten eines Spektrums besonders schwach gedämpfter Ströme einen mehrmaligen Wechsel der Empfindlichkeit innerhalb einer Meßreihe notwendig und so empfahl sich schon aus diesem Grunde die Wiederholung der Eichung bei jedem Wechsel der Empfindlichkeit. Als Eichkreis diente ein zweiter Röhrengenerator oder für stärkere Ströme eine 8000-Perioden-Maschine (Lorenz).

Die gesamte Wellenmeß- und Eichanordnung zeigt Bild 7. Um das Schema möglichst übersichtlich zu lassen, sind die Instrumente für $i$ und $\alpha$ direkt in die Strombahn hineingezeichnet, deren Strom sie messen, obwohl das nicht den tatsächlichen Verhältnissen entspricht. Sie wurden darum gestrichelt. In Wirklichkeit war das Instrument für $i$ je nach Größe dieses Stromes durch Präzisionshitzdrahtzeiger von Hartmann & Braun (Meßbereiche bis 0,04; 0,5; 1 und 6 A) oder durch ein Vakuumthermoelement von Siemens & Halske in Verbindung mit einem Edelmann-Galvanometer dargestellt. Das Meßgerät für $\alpha$ bestand, wie schon erwähnt, aus einem Karborunddetektor, der mit aperiodischem Kreis an die Induktivität des Wellenmesserkreises angekoppelt war. Am Blockkondensator des aperiodischen Kreises

[4]) Winter-Günther und Zenneck, Phys. Ztschr. 25, S. 210, 1924.

Digitized by Google

lag ein E d e l m a n n - Galvanometer, dessen objektiv abgelesener Lichtzeigerausschlag mit $\alpha$ bezeichnet werden soll. Durch Umschalter konnte die Koppelspule $a$ mit dem Instrument nacheinander in den zu messenden Strom oder in einen der Eichstromkreise gelegt werden. Die Kopplung von $a$ auf $b$ ist in weiten Grenzen variabel.

Konstante Betriebsverhältnisse der entdämpfenden Röhre vorausgesetzt, hat die Eichung folgende Abhängigkeiten zu berücksichtigen.

1. Zusammenhang des Galvanometerausschlags $\alpha$ mit dem Strom im Wellenmesserkreis.
2. Zusammenhang des Stromes im Wellenmesserkreis (Spule $b$) mit dem Strom im zu untersuchenden Kreis (Spule $a$).

Zu 1. soll den tatsächlichen Verhältnissen entsprechend angenommen werden, daß bei etwaiger Aenderung der Detektor-Empfindlichkeit sich nicht die F o r m dieser Kurve ändert, sondern nur der M a ß - s t a b der Stromachse, d. h. eine einmal aufgenommene Eichkurve hat immer Geltung, wenn man den Maßstab der Stromachse mit e i n e m Eichpunkt feststellt. Das ergibt eine Schar von Eichkurven mit der Frequenz als Parameter. Die Lage der einzelnen Kurven zu einander ist von der Detektorempfindlichkeit unabhängig[5]).

Den Zusammenhang 2. bestimmt außer der Frequenz allein die Kopplung $a\,b$. Er ist stets linear, so daß also auch mit e i n e m Eichpunkt bei beliebiger Frequenz der Maßstab für die ganze Geradenschar ermittelt werden kann.

Aus 1. und 2. folgt, daß der Zusammenhang, auf den es schließlich ankommt, nämlich zwischen Ausschlag $\alpha$ und dem Strom $i$ im zu untersuchenden Kreis, durch eine Kurvenschar mit der Frequenz als Parameter gegeben ist, deren Strommaßstab nur von der Detektorempfindlichkeit und der Kopplung $a\,b$ abhängt und bei allen — ungewollten oder gewollten — Aenderungen dieser beiden Größen mit einem einzigen Eichpunkt bei beliebiger Frequenz festzulegen ist.

Jetzt bleibt nur noch die Frage, wie die vorher geforderte Voraussetzung reproduzierbarer Betriebsverhältnisse der Röhre zu erfüllen ist. Heizstrom und Anodenspannung machen keine Schwierigkeiten. Anders die Rückkopplung. Sie war induktiv, demnach frequenzabhängig und sollte für jede Wellenmessereinstellung gerade bis knapp an die Selbsterregung herangehen. Als bequemste Lösung zeigte sich die Verwendung von Spulen mit offenem Eisenkern[6]). Hier war die Einstellung der Rückkoppelspule gut reproduzierbar und konnte auf dem Eisenkern markiert werden.

Schließlich sei noch bemerkt, daß bei der endgültigen Auswertung dieser Messungen in einfacher Weise eine kleine Korrektur ermittelt und angebracht wurde, welche den ungewollten Einfluß berücksichtigt, den eine sehr intensive Harmonische (z. B. die Hauptfrequenz) auf die Messung einer bedeutend schwächeren Nebenwelle um so mehr ausübt, je weniger frequenzverschieden beide sind.

[5]) Die Kopplung des aperiodischen Kreises an den Wellenmesserkreis soll immer unverändert bleiben.

[6]) W i n t e r - G ü n t h e r und Z e n n e c k, l. c.

c) B r a u n sche Röhre.

Die Oszillographie mit der B r a u n schen Röhre erfolgte in der bekannten[7]) Weise durch Herstellung stehender L i s s a j o u s - Figuren derart, daß die horizontale Ablenkung durch einen Strom der Grundfrequenz ($\omega_I$), die vertikale durch einen solchen der vervielfachten Frequenz ($m \cdot \omega_I$) bewerkstelligt wurde. Man kann daraus ohne weiteres den zeitlichen Verlauf des Stromes von der vervielfachten Kreisfrequenz $m \cdot \omega_I$ durch Umzeichnen konstruieren[8]), (wie z. B. im Bild 9 $\alpha$ und $\beta$ geschehen ist), wenn der Strom von der Grundfrequenz sinusförmig ist. Um ihn rein sinusförmig zu bekommen, wurde nicht, wie oft üblich, einfach der Primärstrom des Frequenztransformators durch Ablenkungsspulen geschickt, denn die ursprüngliche Sinusform dieses Stromes hat, wie in früheren experimentellen Arbeiten[9]) gezeigt

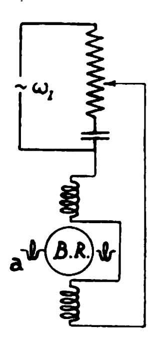



Bild 8.
Ablenkungskreis an der B r a u n schen Röhre.

wurde, eine deutliche Einbuchtung während der sekundären Stöße. Ich legte darum einen besonderen Kondensatorkreis für sich an die Maschine, der außer $C$ noch einen Ohmschen Spannungsteiler enthielt. Die variable Spannung des letzteren und die gesamte Kondensatorspannung wurde in hochohmige Ablenkungsspulen mit $2 \times 2200$ Windungen geschickt, wie es in Bild 8 zu sehen ist. Durch beliebige Mischung von Ohmscher und kapazitiver Spannung hat man es so in der Hand, die Phase der Grundschwingung gegen die der Oberschwingung zu verschieben und damit der L i s s a j o u s - Figur die für die Aufnahme günstigste Gestalt zu geben. Die Ordinatenablenkung durch die zu untersuchende vervielfachte Frequenz war ebenfalls magnetisch, weil die vorhandene Röhre keine Kondensatorplatten besaß. Die Ablenkungsspulen waren aus dickem Draht und hatten $2 \times 90$, $2 \times 120$ oder $2 \times 180$ Windungen. Sie dienten gleichzeitig zur indirekten, induktiven Kopplung an den Wellenmesser, sind also identisch mit Spule $a$ im Bild 7.

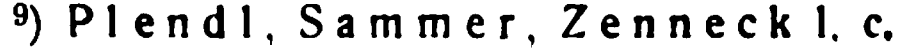
Für das Vakuum sorgte die Vakuumanlage des Institutes mit Vorpumpe von S i e m e n s - S c h u k k e r t und eine Quecksilberdiffusionspumpe von H a n f f & B u e s t.

Der Elektronenstrahl wurde von einer zweiplattigen W i m s h u r s t - Maschine (40 cm Plattendurchmesser) geliefert, durch eine Spule zwischen Kathode und Blende gerichtet und durch eine zweite,

[7]) P l e n d l, S a m m e r, Z e n n e c k, l. c. H i l p e r t und S e y d e l, l. c. K r a m a r l. c.

[8]) Nötig ist es durchaus nicht — jedenfalls nicht für den vorliegenden Zweck —; man sieht an den unmittelbaren Aufnahmen ebensoviel wie an den entzerrten.

[9]) P l e n d l, S a m m e r, Z e n n e c k l. c.


Digitized by Google

sehr flache Spule unmittelbar nach Verlassen der Blende konzentriert. Durch diese Maßnahme und die besondere Form der Kathode ist erreicht worden, daß der Fleck auf dem Zinksulfidschirm außerordentlich fein wurde, wie es die folgenden Aufnahmen erkennen

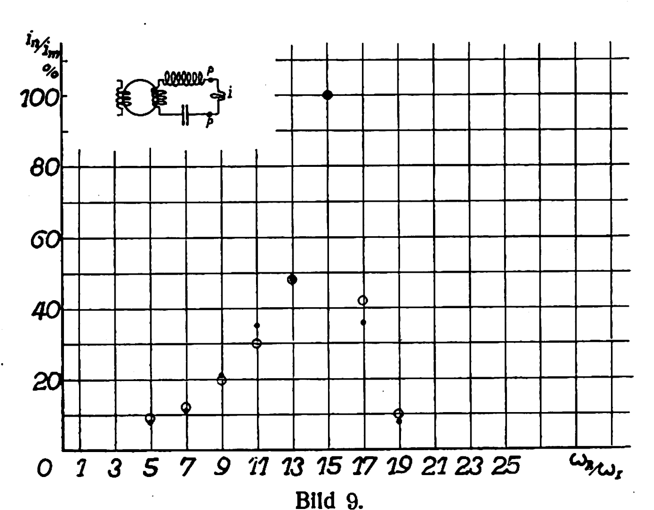


Bild 9.
Sekundärkreis schwach gedämpft, auf Maximalausschlag abgestimmt.



Bild 9a.



Bild 9b.

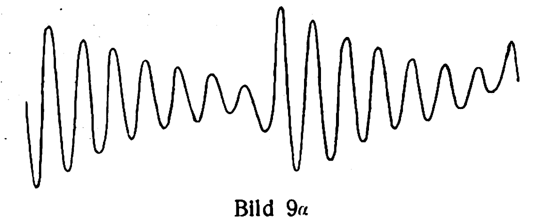


Bild 9$\alpha$

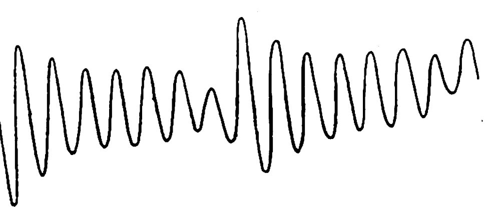


Bild 9$\beta$.

lassen. Anfängliche Bedenken, den Zinksulfidschirm wegen seiner geringen Durchlässigkeit[10]) (die Aufnahmen mit durchfallendem Licht waren bequemer auszuwerten) gegen einen Kalziumwolframatschirm zu tauschen, wurden schließlich zugunsten des ersteren aufgegeben, als sich herausstellte, daß dieser nur sein geeignetes Plattenmaterial benötigte[10]). Die hochempfindlichen Hauff-Ultra und Herzog-Ortho-Isodux mit 21°- und 23°-Scheiner versagten gegenüber der grünen Lumineszenz des Zinksulfids, wogegen die mit nur 16 bis 17°-Scheiner angegebene Perutz-Perorto-Grünsiegelplatte gerade in diesem Farbgebiet ausgezeichnet arbeitete und im normalen käuflichen Zustand ohne weitere Sensibilisierung denn auch ausschließlich verwendet wurde. Der Aufnahmeapparat hatte ein Buschobjektiv mit dem Oeffnungsverhältnis 1 : 2. Die Belichtungszeiten für die gezeigten Oszillogramme betrugen normalerweise 2 bis 3 Sekunden.

10) Vgl. Zenneck. Phys. Ztschr. 10, S. 377, 1909.

## 2. Meßergebnisse.

### a) Sekundärkreis.

Wie bei der Durchrechnung soll zunächst der Sekundärkreis in der einfachen Schaltung von Bild 1 untersucht werden. Man denke sich also die Spule *a* in Bild 7 und 8 als einen Teil der sekundären Induktivität, wie es die zu jedem Spektrum gezeichneten Schaltschemen ja auch zeigen, in denen übrigens der Primärkreis grundsätzlich weggelassen wurde.

In den Spektren sind immer nur die Spitzenpunkte der einzelnen Resonanzmaxima eingezeichnet, weil

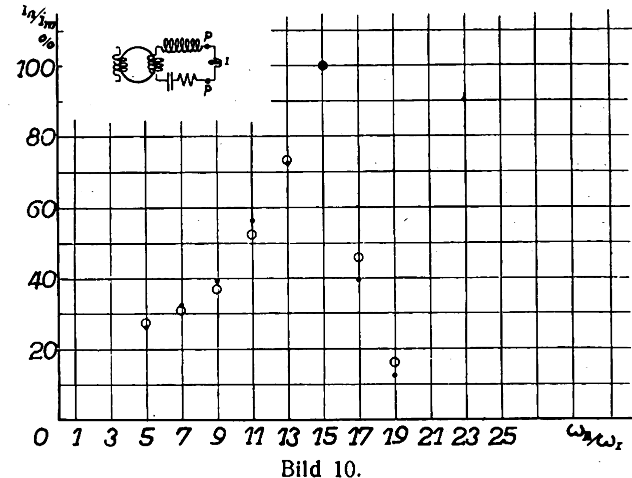


Bild 10.
Sekundärkreis stark gedämpft, auf Maximalausschlag abgestimmt.



Bild 10a.

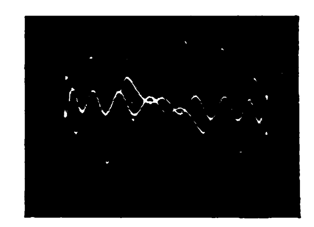


Bild 10b.

nur diese gemessen wurden. Zwischen ihnen muß man sich die Täler jedesmal bis zur Abszissenachse heruntergehend vorstellen, wie es der in Abschnitt B 1 b erwähnten Korrektur entspricht. Die Punkte mit leerem Kreis ○ stellen dann den Strom des Oszillogramms *a* dar, welcher bei dem jeweils eingezeichneten Schaltschema ohne weitere Zusätze zustande kam. Die Punkte mit vollem Kreis ● bedeuten die Analyse des Oszillogramms *b*, welches entsteht, wenn an den Punkten *p* des Schaltschemas Absorptionskreise liegen, worüber im Abschnitt II zu reden sein wird. Hier im Abschnitt I sind also nur die Punkte ○ und die Oszillogramme *a* zu betrachten.

Bild 9 gibt die Ergebnisse bei möglichst schwacher, Bild 10 die bei absichtlich verstärkter Dämpfung des Sekundärkreises; mit Bild 5 haben Bild 9 und 10 die Erscheinung gemeinsam, daß tatsächlich

1. alle Nebenfrequenzen mit zunehmender Dämpfung an Intensität zunehmen,



Digitized by Google

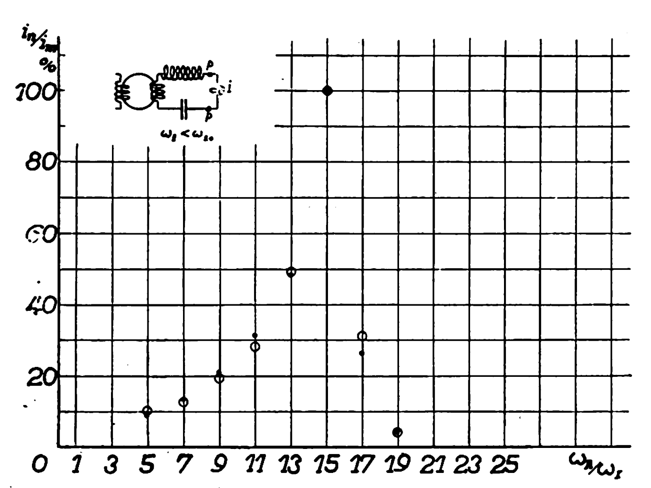



Bild 11.
Sekundärkreis schwach gedämpft, auf kleinere Frequenz abgestimmt.



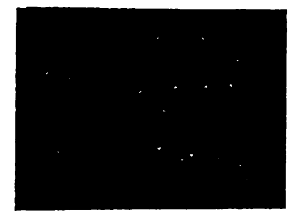


Bild 11a. Bild 11b.

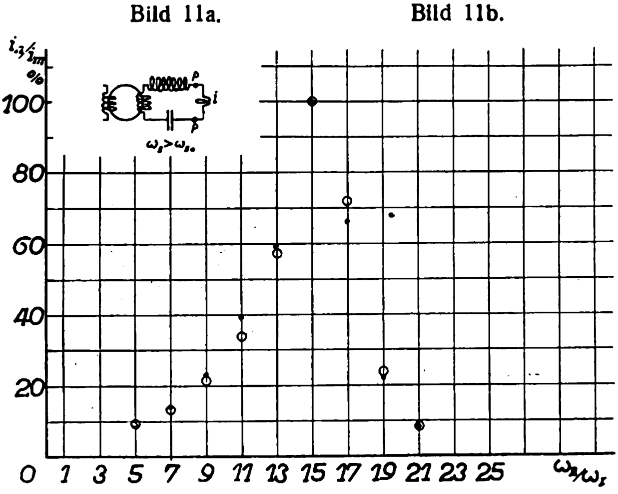



Bild 12.
Sekundärkreis schwach gedämpft, auf größere Frequenz abgestimmt.





Bild 12a. Bild 12b.

2. die tieferen Nebenfrequenzen bei allen Dämpfungen stärker sind als die höheren.

Wie schon experimentell[11]) und rechnerisch[12]) länger bekannt ist, beeinflußt die Abstimmung des sekundären Kreises stark die Kurvenform, z. B. bei Verdreifachung und Verfünffachung wurde gezeigt, daß der Sekundärkreis zweckmäßig auf eine etwas kleinere Frequenz als die des maximalen Ausschlags abgestimmt wird, wogegen gerade für Verfünfzehnfachung festgestellt wurde, daß die Stoßbreite mit der halben Periode der Oberschwingung gut zusammenpaßt und daß der reinste Kurvenverlauf bei Abstimmung auf Maximalausschlag zu erreichen ist. Meine Aufnahmen von der Verfünfzehnfachung zeigen, daß letzteres auch für meine Anordnung zutrifft: Während bei Bild 9 und 10 der Sekundärkreis auf Maximalausschlag eingestellt war, zeigt Bild 11 die Abstimmung auf kleinere Frequenz, Bild 12 die Abstimmung auf größere Frequenz. $\omega_0$ soll die Einstellung für

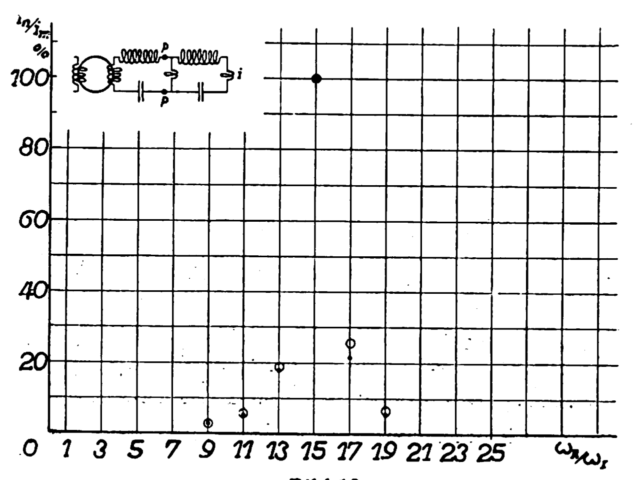



Bild 13.
Tertiärkreis schwach gedämpft, auf Maximalausschlag abgestimmt, fest an II gekoppelt.



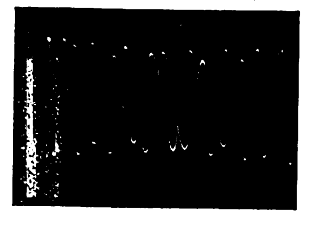


Bild 13a. Bild 13b.

maximalen Ausschlag bedeuten. Der Schwerpunkt des Intensitätsspektrums verschiebt sich etwas im Sinne der Abstimmung. Sonst treten selbst bei dem ziemlich scharfen Knick in Oszillogramm 12a weiter keine Besonderheiten auf.

### b) Tertiärkreis.

Geht man von Schaltbild 1 auf 6 über und untersucht nun den Tertiärstrom ebenso wie $i_{II}$ in Bild 9, so erhält man Bild 13 für schwache und Bild 14 für starke Dämpfung des Tertiärkreises. Wie bisher sind wieder nur die Punkte O und die Oszillogramme *a* zu betrachten, ebenso in den für diesen Abschnitt noch folgenden Bildern. Zunächst fällt in Bild 13 und 14 die Umkehrung des Intensitätsverhältnisses von 13. und 17. Harmonischer auf. Das kommt daher, daß III induktiv an II gekoppelt war (siehe Abschnitt A b). Bei Berücksichtigung dieses Sachverhalts wird dann die Rechnung dahin bestätigt, daß die Stärke der 13. und 17. Nebenwelle etwa auf das $\mathfrak{d}_{III}$fache sinken.

Aus den Schaltskizzen zu Bild 13 und 14 ist zu ersehen, daß hier III direkt an II gekoppelt war, und

[11]) Plendl, Sammer, Zenneck, l. c.
[12]) Guillemin, l. c.

Digitized by Google

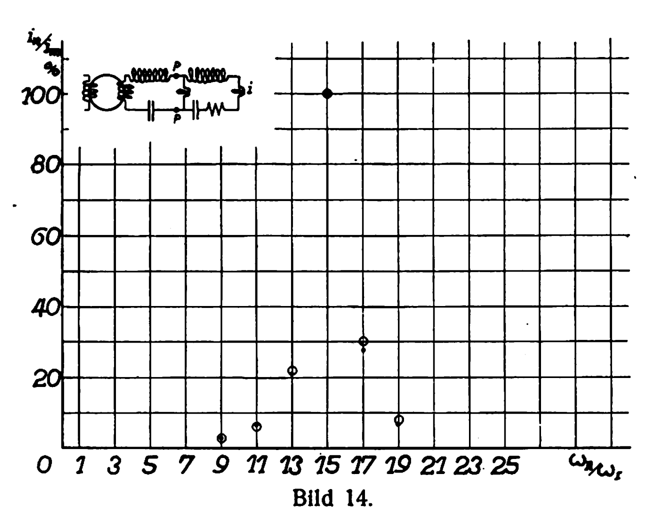



Bild 14.
Tertiärkreis stark gedämpft, auf Maximalausschlag abgestimmt, fest an II gekoppelt.

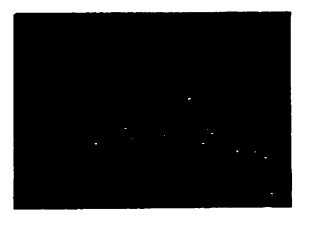


Bild 14a.



Bild 14b.

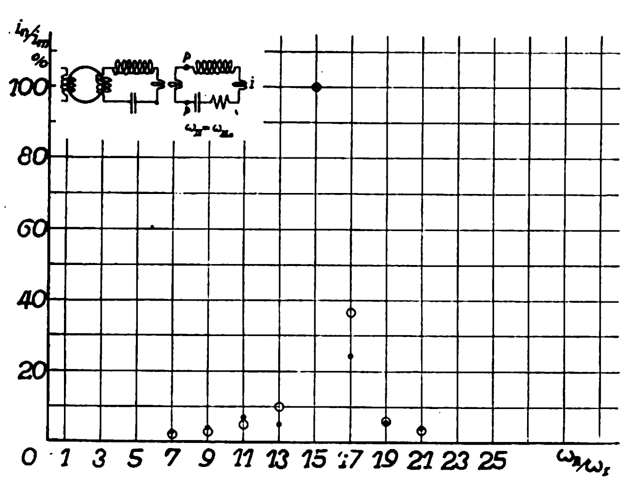



Bild 15.
Tertiärkreis stark gedämpft, auf Maximalausschlag abgestimmt, lose an II gekoppelt.

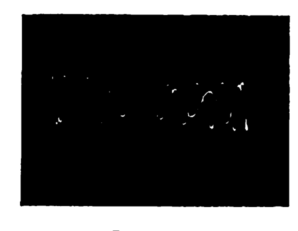


Bild 15a.



Bild 15b.

zwar war die Kopplung so fest, daß das Verhältnis $i_{II}/i_{III}$ für 13 $\frac{260}{210}$, für 14 $\frac{283}{60}$ betrug. Wird die Kopplung loser gemacht, so entstehen die Bilder 15 und 16, bei denen $i_{II}/i_{III} = \frac{400}{40}$ bezw. $\frac{400}{38}$ war. Zwecks leichterer Variation war die Koppelung hier außerdem indirekt gewählt.

Bild 16 ist nun aber n i c h t, das muß besonders betont werden, aus 15 wie 14 aus 13 durch Vergrößern der Dämpfung hervorgegangen. Vielmehr ist sowohl 15 wie 16 mit demselben $\mathfrak{d}_{III}$ aufgenommen worden wie 14, nämlich mit etwa 130 $\Omega$ rein Ohmschen Zusatzwiderstand, bestehend aus dem Hitzdrahtstromzeiger für 0—40 mA. Der Unterschied liegt in der

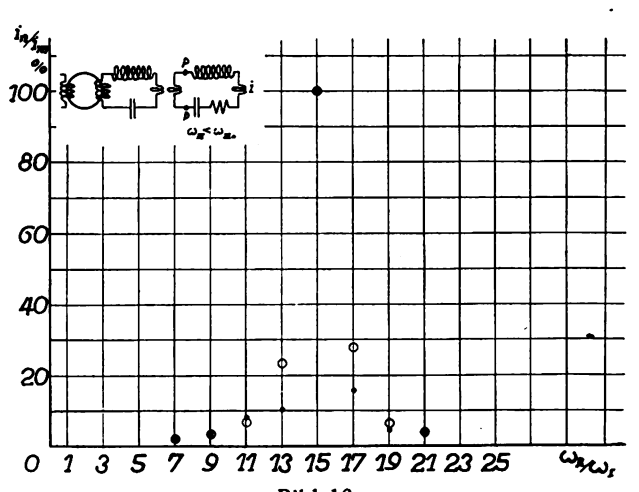



Bild 16.
Tertiärkreis stark gedämpft, auf kleinere Frequenz abgestimmt, lose an II gekoppelt.



Bild 16a.

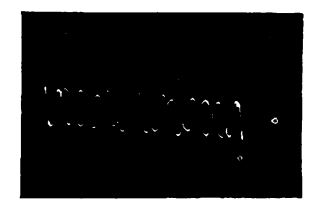


Bild 16b.

Abstimmung. In Bild 15 sieht man, obwohl die Abstimmung wie in Bild 14 in II und III auf Maximalausschlag eingestellt wurde, daß die 17. Harmonische über dreimal größer ist als die 13. Um wieder ein ähnliches Verhältnis wie in Bild 14 zu erhalten, muß man III auf kleinere Frequenz einstellen, und das ist in Bild 16 geschehen, und zwar um soviel, daß bei konstantem Sekundärstrom und konstanter Koppelung zwischen II und III der Tertiärstrom durch die Verstimmung von 40 auf 35 mA sank. Diese veränderte Abstimmung des Tertiärkreises hat ihre Bedeutung vor allem für die Wirkung der Absorptionskreise, und darum soll erst am Schluß des Abschnittes II noch einmal darauf eingegangen werden.

(Eingegangen am 13. August 1928.)

(Schluß folgt.)


Digitized by Google

# Das Problem der ökonomischten Vielfachtransponierung.

Von **F. Aigner**, Wien.

**Uebersicht.**

Ein Selektionsvergleich zwischen Neutrodyn- und Transponierungsgerät sichert aus Gründen praktischer Natur letzterem den Vorzug. Es wird daher nach Methoden gesucht, die es gestatten, durch möglichst ökonomisch durchgeführten vielfachen Wellenwechsel die Stufenzahl auch von Großempfängern für jede feste Welle leicht innerhalb der praktischen Stabilisierungsgrenze halten zu können. Endlich wird noch ein Wellenwechselverfahren behandelt, das Radioempfänger von bisher nicht erreichbarer Trennschärfe liefert, ohne daß hierdurch einerseits das für eine vorgegebene Telegraphiergeschwindigkeit erforderliche Dekrement, noch auch andererseits das für Rundfunkzwecke notwendige akustische Dekrement unterschritten wird.

**Inhaltsangabe:**



### A. Einleitung.

Bevor das Thema einer Vielfachtransponierung eine in praktischer Hinsicht zu rechtfertigende Untersuchungswürdigkeit gewinnt, muß vorerst festgestellt werden, ob und in welchen Belangen der gegenwärtige Einfachtransponierungsempfänger andere Apparatenkonstruktionen übertrifft. Hier kommt offenbar lediglich ein Vergleich mit dem sogenannten Neutrodyn-Apparat in Frage, der die ankommenden Wellen in stabilisierten Hochfrequenzverstärkern in mehreren Stufen auf die erforderlichen Amplituden bringt.

#### Selektionsvergleich zwischen Neutrodyn- und Transponierungs-Apparat.

Bezüglich der Selektionseigenschaften dieser beiden Apparatetypen ist die irrige Meinung, daß ein Super aus rein theoretischen Gründen selektiver sein müsse als ein Neutrodyngerät gleicher Kreisanzahl, viel verbreitet.

Daß dies nicht der Fall ist, sondern bei richtig gebauten Apparaten die theoretische Selektion in beiden Fällen genau gleich groß ist, zeigen folgende Ueberlegungen:

Es sei $n_g$ die variable Frequenz des Lokalgenerators im Transponierungseingang, $n_f$ die Frequenz der Fernwelle; dann stellt

$$n_f - n_g = n_d \qquad (1)$$

die Differenzfrequenz als Helmholtzsche Kombinationsschwingung dar, wobei im Sinne des Superprinzipes in Gleichung (1) $n_d$ die kleinste Frequenz ist. Bedeutet $x$ eine positive Zahl größer als Null, so gilt infolge der bei der Transponierung erfolgten Wellenstreckung ganz allgemein, daß

$$n_f = x \cdot n_d. \qquad (2)$$

Die Trägerfrequenzen der rechts und links $n_f$ unmittelbar benachbarten Telephoniestationen lauten

$$n_f \pm 2\Delta, \qquad (3)$$

wenn $2\Delta = 10\,000$ Hertz gesetzt wird, da nach internationalen Vereinbarungen die Telephoniestationen Trägerfrequenzen besitzen, die gegenwärtig ein ganzzahliges Vielfaches von $2\Delta$ sind. Berechnet man bezüglich dieser Nachbarsender die prozentuale Verstimmung vor und nach der Transponierung, so ist leicht er sichtlich, daß diese Verstimmung für $n_d$ $x$-mal größer ist als für $n_f$. Denn es gilt:

$$\left|100 \cdot \frac{(n_f \pm 2\Delta) - n_f}{n_f}\right| = \frac{200\,\Delta}{n_f}\,\% \qquad (4)$$

und

$$\left|100 \cdot \frac{(n_d \pm 2\Delta) - n_d}{n_d}\right| = \frac{200\,\Delta}{n_d}\,\% = x \cdot \frac{200\,\Delta}{n_f}\,\%. \qquad (5)$$

Die hier errechnete x-fache Selektion des Supers ist jedoch bloß eine scheinbare. Denn für Telephonie-Empfänger gibt es hinsichtlich der akustisch zulässigen Kreisdämpfung den physiologischen Dämpfungsfaktor $\delta$[1])

$$\delta = n \cdot \vartheta, \qquad (6)$$

wobei $n$ die Trägerfrequenz und $\vartheta$ das log. Dekrement des Abstimmkreises darstellt, das nicht unterschritten werden darf, da sonst die hohen Modulationsfrequenzen gegenüber den tiefen bereits benachteiligt werden. Diese physiologische Konstante $\delta$ ergibt sich nach bisherigen rohen Feststellungen[2]) zu ungefähr

$$\delta = \pi \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}. \qquad (6a)$$

Berechnet man nach Gleichung (6a) das zu einem Neutrodyn-Apparat gehörige log. Dekrement $\vartheta_f$ und ebenso das zu einem Super gehörige $\vartheta_d$, so ergibt sich:

$$\delta = \text{const} = n_f \cdot \vartheta_f = n_d \cdot \vartheta_d \qquad (7)$$

oder

$$\frac{n_f}{n_d} = \frac{\vartheta_d}{\vartheta_f} = x, \qquad (8)$$

[1]) F. Aigner, „Ist nach dem gegenwärtigen Stand von Wissenschaft und Technik die Konstruktion eines elektrischen Fernsehers durchführbar?" Ztschr. für Hochfrequenztechnik, 25, S. 57, 1925.

[2]) Hier fehlen bisher leider exakte Messungen.



und demnach

$$\vartheta_d = x \cdot \vartheta_f. \tag{8a}$$

Das heißt aber, der Zwischenfrequenzkreis hat eine $x$-mal größere Dämpfung zu bekommen als der Fernwellenkreis, was den früher errechneten Selektionsgewinn des Supers gerade kompensiert.

Noch übersichtlicher wird die Störung von Nachbarstationen in einem Kreis bestimmter Dämpfung durch die Einführung der Resonanzschärfe $R$

$$R = \frac{\pi}{\vartheta} = \frac{n\pi}{\delta}, \tag{9}$$

was unter sinngemäßer Anwendung der bisher gewählten Indizes liefert:

$$R_f = x \cdot R_d. \tag{10}$$

Die Gleichungen (8a) und (10) besagen, daß der Fernwellenkreis eine $x$-mal größere Resonanzschärfe erhalten kann als der $x$-mal längere Zwischenfrequenzkreis, ohne daß sich in der akustischen Uebertragungsgüte etwas ändert. Daher liefert ein Störer mit $x$-facher Verstimmung für den Zwischenfrequenzkreis genau die gleichen Verhältnisse wie für einen $x$-mal schärferen Fernwellenkreis für eine bloß $1/x$ verstimmte Störung. Es ist demnach bei gleicher Kreisanzahl die Selektion von Neutrodyn und Super, falls beide unter Beachtung der akustischen Forderungen gebaut sind, genau gleich groß.

Allerdings ist dieses theoretische Resultat in der Praxis für ein Neutrodyngerät nicht ohne weiteres zutreffend. Denn hier handelt es sich im wesentlichen darum, ob bei vorgegebener Selektion und damit theoretisch vorgegebener Kreisanzahl sich die errechnete mittlere Kreisdämpfung auch praktisch erreichen läßt. Dies ist nun im mittleren Rundfunkgebiet zwischen 200 bis 600 Meter für einen einzelnen Kreis durchaus nicht der Fall. Denn berechnet man ganz roh unter Berücksichtigung von (6a) für eine 300-m-Welle das geforderte log. Dekrement $\vartheta_{300}$ eines solchen Kreises, so ergibt sich:

$$\vartheta_{300} = \frac{\pi \cdot 10^3}{10^6} = \pi \cdot 10^{-3}. \tag{11}$$

Für den zulässigen Verlustwiderstand $W$ gilt:

$$\vartheta_{300} = \frac{W}{2\,nL} = \pi \cdot 10^{-3}. \tag{12}$$

Der Selbstinduktionskoeffizient $L$ der Abstimmspule ist bei einem Drehkondensator von maximal 500 cm Kapazität für den Rundfunkbereich zwischen 200 bis 600 m

$$L = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Henry}. \tag{13}$$

Aus (12) folgt demnach

$$W = 2\pi n\,L \cdot 10^{-3} = 1{,}3 \text{ Ohm}. \tag{14}$$

Soll demnach ein einzelner Kreis die kleinste akustisch zulässige Dämpfung erhalten, so darf sein gesamter Verlustwiderstand bei 300 m Welle nicht mehr als 1,3 Ohm betragen. Nun ist aber der Verlustwiderstand der besten heute im Handel befindlichen Drehkondensatoren rund ½ Ohm, während der Verlustwiderstand sorgfältig hergestellter Spulen normaler Abmessungen von $2{,}10^{-4}$ Henry bei 300 m Wellenlänge rund 8 Ohm ausmacht. Es ist somit ersichtlich, daß der geforderte Minimalwiderstand weit überschritten wird. Noch wesentlich ungünstiger liegen die Verhältnisse für das Kurzwellengebiet infolge der daselbst dominierenden Stromverdrängung. Man muß daher beim Entwurf eines Neutrodyngerätes mit dem praktisch erzielbaren Minimalverlust eines Einzelkreises als dem Primären rechnen, um für eine vorgeschriebene Selektion daraus die erforderliche Anzahl von Kreisen zu ermitteln. Legt man etwa eine Selektion zugrunde, die sich ergibt, wenn bei 8000 Hertz Verstimmung die Amplitude auf ½ ihres Resonanzwertes abfallen soll, was noch eine brauchbare Musikwiedergabe liefert, so erfordert dies bereits einen dreikreisigen Neutrodynempfänger[3]). Würde man hingegen im Interesse einer besseren Musikwiedergabe für die genannte Verstimmung bloß eine Amplitudenschwächung von $\frac{1}{\sqrt{2}}$ zulassen und dabei die frühere Selektion verlangen, so müßte bereits die Zahl der Kreise drei übersteigen. Das heißt mit anderen Worten, es ist die theoretisch mögliche minimale Kreisanzahl praktisch nicht zu erzielen. Dies ist erst für Wellen von etwa 1,5 km aufwärts möglich, also erst für Wellenlängen, mit denen ein Transponierungsgerät arbeitet. Hierin liegt eine prinzipielle Ueberlegenheit des Ueberlagerungsempfängers ganz abgesehen vom Vorteil seiner fest abgestimmten Kreise und der mit beiden Momenten zusammenhängenden wirksameren Verstärkung pro Stufe.

Als Nachteil wird dem Super häufig eine geringe Antennenselektivität vorgeworfen, sowie der Umstand als äußerst lästig hervorgehoben, daß infolge der Beziehung

$$\left.\begin{aligned} n_g - n_{f_1} &= n_d \\ n_{f_2} - n_g &= n_d \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

zwei Stationen $n_{f_1}$ und $n_{f_2}$ nicht zu trennen sind. Beides läßt sich jedoch durch geschickte Wahl der Zwischenfrequenz vermeiden.

Die Gleichungen (15) liefern durch Addition

$$n_{f_2} - n_{f_1} = 2\,n_d. \tag{15a}$$

Um demnach eine gute Antennenselektion zu erhalten, ist lediglich erforderlich, die Differenz möglichst groß zu machen. Ein gut gebauter Super hat daher mit einer möglichst kurzen Zwischenfrequenzwelle $\lambda_d$ zu arbeiten, wobei aber nach früheren Bemerkungen

$$\lambda_d \geqq 1{,}5 \text{ km} \tag{15b}$$

sein soll. Wählt man etwa $\lambda_d = 2.5$ km, womit man den ganzen zukünftigen Rundfunkbereich beherrscht, so entspricht dies einem $n_d = 12$ kHz. Dies liefert unter Berücksichtigung von (15a) für $n_{f_2}$ den Wert

$$n_{f_2} = n_{f_1} + 24 \cdot 2\Delta.$$

d. h. erst der 24. Nachbarsender des jeweils eingestellten Senders $n_{f_1}$ liefert die gleiche Zwischenfrequenz. Daß es dabei zu keinem Empfang des soweit abliegenden Störers kommt, dafür genügt in der Regel die normale Einkreisselektion des Antennengebildes.

Damit aber $n_{f_2}$ auch unter ungünstigen Verhältnissen nicht stört, kann man einen weiteren sehr ein-

[3]) W. Runge, „Der abgestimmte Hochfrequenzverstärker", Telefunken-Zeitung, 11, S. 50, 1927.



fachen Kunstgriff in der Form anwenden, daß man $n_{f_2}$ durch entsprechende Wahl von $n_d$ so festlegt, daß sämtliche Sender $n_{f_2}$ nach dem internationalen Wellenverteilungsplan überhaupt nicht existieren, sondern die $n_{f_2}$-Werte stets in die Mitte zweier möglicher benachbarter Sender zu liegen kommen. Dies ist so zu erreichen: Sind $a$ und $b$ positive ganze Zahlen größer als Null, so gilt infolge des Wellenverteilungsplanes für die zu empfangenden Sender $n_{f_1}$ der Ansatz

$$n_{f_1} = a \cdot 2\,\Delta\,. \tag{16}$$

Die im Sinne der Gleichung (15) auftretenden Störsender $n_{f_2}$ sollen nun nicht existieren, sondern die $n_{f_2}$-Werte genau in die Mitte zweier möglicher aufeinander folgender Sender zu liegen kommen; daher müssen sie die Form haben

$$n_{f_2} = (b \pm \tfrac{1}{2}) \cdot 2\Delta \tag{17}$$

woraus sich, wenn man $b - a = c$ setzt,

$$n_d = (2\,c \mp 1) \cdot \frac{\Delta}{2} \tag{18}$$

ergibt. Die Zwischenfrequenz hat also als ein ungeradzahliges Vielfache von 2500 Hertz gewählt zu werden, was immer möglich ist. Sollte trotz dieser einfach und kostenlos durchzuführenden Vorsichtsmaßregeln die Eingangsselektion in einem besonders ungünstigen Falle ausnahmsweise noch immer nicht genügen, so wird für einen solchen Extremfall eine einfache Wellenfalle zum Ziele führen[1]). Wird überdies noch durch eine geeignete Brückenschaltung Rückstrahlungsfreiheit der Antenne bezüglich der Generatorfrequenz $n_g$ erzielt, dann ist der Super in so vielen Momenten dem Neutrodyngerät überlegen, daß eine Studie über Vielfachtransponierung, also maximalen Ausbau dieses Prinzipes, durchaus gerechtfertigt erscheint.

### Zweck und Ziele der Vielfachtransponierung.

Der Zweck der Vielfachtransponierung ist zunächst ein zweifacher. Einmal kann durch die erhöhte Zahl von Abstimmkreisen auf festen Wellen die Selektion wesentlich erhöht werden, ferner gelingt es viel leichter als bei der Einfachtransponierung, die Zwischenfrequenzverstärker zu stabilisieren, da der mehrmalige Wellenwechsel gestattet, die Stufenzahl für eine Zwischenfrequenzverstärkung in einer bautechnisch leicht zu beherrschenden Grenze zu halten. Bei den heutigen leistungsfähigen Röhren kann überdies der Zwischenfrequenzverstärkerteil des Apparates in Reflexschaltung gebaut werden, so daß trotz des für den Wellenwechsel erforderlichen Mehraufwandes an Röhren schließlich immer noch ein Röhrengewinn gegenüber dem gleichkreisigen Super bei Einfachtransponierung resultieren kann.

Nachdem die Vielfachtransponierung keineswegs die heute leichte Bedienbarkeit eines normalen Supers erschweren soll, darf ein solches Gerät außer einem Transponierungseingang, der die Fernwelle auf eine feste Zwischenfrequenz $n_1$ bringt, keinerlei variable Abstimmelemente enthalten.

[1]) Die beste Lösung liefert eine neutralisierte Vorröhre, da sie Selektionserhöhung und Rückstrahlungsfreiheit bedingt. Der überwiegende Vorzug einer Vorröhre ist aber der, daß die Apparatur mit „linearer" Charakteristik beginnt, somit Störungen niederfrequenter Natur als Folgeerscheinungen von Differenzschwingungen aus hochfrequenten Störungen ausgeschlossen sind.

Das Untersuchungsziel der Frage hinsichtlich der Vielfachtransponierung ist ebenfalls ein zweifaches. Zuerst ist im Sinne der Oekonomie die Frage nach dem Minimalbedarf von festen Lokalfrequenzen zur Erzeugung neuer Zwischenfrequenzen zu beantworten. Dieses Problem ist im Abschnitt B behandelt. Ferner ist die Frage aufzuwerfen, ob durch Zuhilfenahme anderer Prinzipien dem Vielfachtransponierungsgerät unter sonstiger Beibehaltung seiner Vorteile nicht Eigenschaften, besonders hinsichtlich der Trennschärfe, gegeben werden können, die gegenwärtig mit keiner Apparatur erreichbar sind. Lösungen dieser Aufgabe finden sich im Abschnitt C.

## B. Apparate mit normaler Selektion.

### a) Problemlösung für modulierte Wellen mit Hilfe zweier fest schwingender Lokalfrequenzen.

Wie schon erwähnt, ist eine praktisch wichtige Bedingung für einen Vielfachtransponierungsempfänger, daß seine Bedienung nicht komplizierter wird als die eines Einfachtransponierungsgerätes. Demnach wird zunächst mit Hilfe eines mit variabler Frequenz arbeitenden Transponierungseinganges die erste feste Differenzfrequenz $n_1$ erzeugt. Diese arbeitet dann auf einen ein für alle Male fest eingestellten Apparatenteil, der unter andern die weiteren Frequenztransformationen zu besorgen hat. Eine triviale und bekannte Lösung dieser Aufgabe ist die, jeder neuen Zwischenfrequenz einen eigenen Lokalgenerator zuzuordnen.

Zweck der folgenden Untersuchungen ist nun der, das Minimum der erforderlichen Lokalgeneratoren festzulegen. Es ist offenbar, daß zunächst die Zahl der schwingenden Lokalgeneratoren die Zahl zwei nicht unterschreiten kann. Denn ein Lokalgenerator ist im Transponierungseingang erforderlich und für weitere Transponierungen unbrauchbar, da er eine von der jeweiligen Fernwelle abhängige Frequenz besitzt, während alle folgenden Transponierungen fest eingestellte Lokalwellen benötigen. Von diesem variablen Lokalgenerator als unbedingt erforderlich, soll in allen weiteren Betrachtungen abgesehen werden, denn er bildet lediglich ein Hilfselement für die eigentliche Apparatur. Es soll nun die Frage untersucht werden, wann und unter welchen Umständen eine Vielfachtransponierung mit bloß zwei fest schwingenden Generatorfrequenzen $n_r$ und $n_s$ als einem offenbaren Minimum möglich ist.

Als Eingangszwischenfrequenz der Apparatur fungiert $n_1$. Es ist klar, daß mit dieser festen Eingangsfrequenz $n_1$ und den beiden festen Generatorfrequenzen $n_r$ und $n_s$ nur in der Weise neue und untereinander verschiedene Differenzfrequenzen erhalten werden können, wenn man eine neue beispielsweise mit Hilfe von $n_s$ gewonnene Differenzfrequenz $n_2$ nunmehr zur Gewinnung einer weiteren Differenzfrequenz $n_3$ mit der anderen festen Generatorfrequenz $n_r$ kombiniert, das neue $n_3$ wiederum mit $n_s$ usw.; man hat daher zwischen den Generatoren dauernd zu wechseln. Auf diese Art erhält man eine Reihe von Differenzfrequenzen, die mit Hilfe von $n_s$ gewonnen werden, und eine zweite Reihe, die ihre Entstehung $n_r$ verdankt. Der allgemeine Ansatz für diese beiden Reihen lautet, wenn etwa mit $n_s$ begonnen wird und $k$ alle

Digitized by Google

positiven ganzzahligen Werte größer als Null annehmen kann, folgendermaßen:

Tabelle Nr. 1

| $n_r$-Reihe | $n_s$-Reihe |
|---|---|
| $n_1 = n_1$ | $n_s - n_1 = n_2$ |
| $n_r - n_2 = n_3$ | $n_s - n_3 = n_4$ |
| $n_r - n_4 = n_5$ | $n_s - n_5 = n_6$ |
| ..................... | ..................... |
| $n_r - n_{2(k-1)} = n_{2k-1}$ | $n_s - n_{2k-1} = n_{2k}$ |

Da $n_1$, $n_r$ und $n_s$ noch willkürlich wählbar sind, kann man für obige Reihen zunächst so ziemlich alles erhalten, was man will. Die Praxis verlangt jedoch folgende leicht zu begründende Einschränkungen:

1. Um Rückkopplungsgefahren zu begegnen, müssen alle neuen Differenzfrequenzen untereinander verschieden sein.

2. Um ein Interferenzpfeifen zu vermeiden, müssen einerseits sämtliche Differenzfrequenzen, aber auch $n_r$ und $n_s$ Harmonische einer bestimmten, noch frei zu wählenden Grundschwingung $n_0$ sein. Dann und nur dann ist ein Interferenzpfeifen dieser Schwingungen untereinander und auch mit den bei den verschiedenen Transponierungen unvermeidlich entstehenden Kombinationsschwingungen höherer Ordnung vermeidbar.

3. Muß gefordert werden, daß die eine der beiden Reihen, die, wie sich später zeigen wird, eine fallende ist, mit der Differenzfrequenz Null endet (Reflexionssperre). Denn wäre dies nicht der Fall, so würde sich diese Reihe so fortsetzen lassen, daß negative Werte für die Differenzfrequenzen resultieren; dies würde aber physikalisch neue „existierende" Differenzfrequenzen bedeuten, da bei den Helmholtzschen Kombinationsschwingungen durch ein negatives Vorzeichen lediglich eine Phasenbestimmung gegeben ist. Durch eine solche Fortsetzbarkeit ins Negative wäre aber Punkt 1 verletzbar, wie folgendes Beispiel zeigt: $n_1 = 50$, $n_r = 160$, $n_s = 90$ angenommen, würde $n_2 = +40$ und $n_6 = -40$ liefern. Es muß daher die infolge Null-Werdens der fallenden Reihe geforderte Reflexionssperre vorhanden sein.

Es ist ersichtlich, daß die mathematische Verarbeitung dieser drei aufgestellten Forderungen Bedingung für die drei Werte $n_1$, $n_r$ und $n_s$ liefert, daß aber die allgemeine Lösung ein sehr kompliziertes zahlentheoretisches Problem darstellt. Doch kann durch entsprechenden Verzicht auf alle Lösungsmöglichkeiten, wie sich zeigen wird, die Aufgabe wesentlich vereinfacht werden.

Betrachtet man in Tabelle Nr. 1 die $n_r$- und die $n_s$-Reihe und bezeichnet

$$n_r - n_s = m, \qquad (19)$$

so wird, wovon man sich durch Zurückrechnen leicht überzeugen kann,

$$\left.\begin{aligned} n_{2k-1} &= n_1 + (k-1)\cdot m \\ \text{und} \quad n_{2k} &= n_2 - (k-1)\cdot m \end{aligned}\right\} \qquad (20)$$

Man erhält somit für die mit ungeraden Index bezeichneten Differenzschwingungen, also für die $n_r$-Reihe, eine ansteigende und für die mit geradem Index bezeichneten Differenzschwingungen, also für die $n_s$-Reihe, eine fallende Reihe.

Die Forderung 3 nach einer Reflexionssperre ist demnach durch die Gleichung erfüllt

$$n_{2k} = 0. \qquad (21)$$

Nunmehr ist Forderung (1) für alle Differenzfrequenzen mit positivem Vorzeichen zu erfüllen. Das Gleichungssystem (20) besagt, daß offenbar innerhalb einer Reihe an sich kein Wert dem andern gleich wird, sobald $m > 0$ ist, was bereits aus praktischen Gründen implizit als selbstverständlich vorausgesetzt wurde. Wohl aber besteht noch die Möglichkeit, daß Glieder der einen Reihe sich mit Gliedern der anderen Reihe zahlenmäßig decken. Es sind daher Kriterien zu suchen, die solche Möglichkeiten ausschließen.

Ein solches Kriterium ist vorhanden, wenn sich die beiden Reihen, von denen die eine fällt, die andere steigt, zahlenmäßig nicht überschneiden. Es ist demnach eine Speziallösung für die Forderung (1) dann sicher gegeben, wenn das größte Glied $n_2$ der fallenden Reihe kleiner bleibt als das kleinste Glied $n_1$ der steigenden Reihe. Man erhält demnach als eine Sonderlösung, die die Bedingungen (1) und (3) erfüllt, zur Bedingungsgleichung (21) noch die weitere Bedingung hinzu, daß

$$n_1 > n_2. \qquad (22)$$

Forderung (2) endlich ist mathematisch dann sicher erfüllt, wenn alle auftretenden Zahlen ganze Zahlen sind, was immer erreichbar ist, oder wenn alle auftretenden Zahlen ganzzahlige Vielfache irgendeiner Zahl sind, was sich ebenfalls unschwer erhalten läßt.

Als rein zahlenmäßiges Beispiel für die soeben erhaltene Speziallösung sei folgendes angeführt: $n_1 = 20$, $n_r = 41$ und $n_s = 38$.

Tabelle Nr. 2

| $n_r$-Reihe | $n_s$-Reihe |
|---|---|
| $n_1 = 20$ | $n_2 = 18$ |
| $n_3 = 23$ | $n_4 = 15$ |
| $n_5 = 26$ | $n_6 = 12$ |
| $n_7 = 29$ | $n_8 = 9$ |
| $n_9 = 32$ | $n_{10} = 6$ |
| $n_{11} = 35$ | $n_{12} = 3$ |
| $n_{13} = 38$ | $n_{14} = 0$ |

Die bisher gefundene Lösung genügt zwar den gestellten Forderungen, hat jedoch den Nachteil, daß der Frequenzumfang der Differenzfrequenzen stets ziemlich groß wird, was insbesondere für einen Röhren sparenden Zwischenfrequenzreflexverstärker unangenehm ist, da hierdurch seine Stabilisierung nicht unwesentlich erschwert wird. Auch wäre es gerade für eine Zwischenfrequenzreflexverstärkung sehr erwünscht, die eine Zwischenfrequenzreihe in einen Reflexverstärker so zu verstärken, daß die Kurzschlußstellen der kombinierten Abstimmkreise dieses Verstärkers Resonanzstellen der anderen in einen zweiten Reflexverstärker verstärkten Reihe wären, deren Kreisnullstellen wiederum zahlenmäßig die zu verstärkenden Frequenzen der anderen Reihe


Digitized by Google

darstellen würden. Die Erzielung solcher Verhältnisse wäre deshalb sehr wichtig, um eine Verschleppung der einzelnen Frequenzen in falsche Röhren zu verhindern und dadurch die Rückkopplungsgefahr auf ein Minimum zu reduzieren.

Mathematisch formuliert bedingt dieser Wunsch zunächst zwei sich überschneidende Reihen. Hier gibt es auch tatsächlich eine Speziallösung, die ohne einen großen mathematischen Aufwand durch die einfache Ueberlegung zu erhalten ist, daß die Forderung (1) dann sicher erfüllt wird, wenn die eine der beiden ineinandergreifenden Reihen für ihre Glieder durchwegs gerade, die andere Reihe hingegen durchwegs ungerade Zahlen aufweist. Dies erfordert die Erfüllung folgender Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} n_1 &= 2\,\nu + 1 \\ n_2 &= 2\,\mu \\ m &= 2\,\varrho \end{aligned}\right\} \qquad (23)$$

Dabei stellen $\mu$, $\nu$ und $\varrho$ positive ganze Zahlen größer als Null dar.

Zur Erfüllung der Bedingung (3) bleibt natürlich die Gleichung (21) aufrecht.

Um endlich die Bedingung (2) zu erfüllen, sind verschiedene spezialisierende Ansätze möglich. Ein einfacher Ansatz für den Fall der kammartig ineinandergreifenden Reihen ist etwa der, daß $n_1$ eine frei zu wählende Frequenz darstellt und die übrigen Werte der $n_r$-Reihe die aufeinanderfolgenden ungeradzahligen Harmonischen von $n_1$ sein sollen, während die Glieder der $n_s$-Reihe aufeinanderfolgende geradzahlige Harmonische der gleichen Grundschwingung $n_1$ sein mögen. Man erhält dann folgende Reihen:

Tabelle Nr. 3

| $n_r$-Reihe | $n_s$-Reihe |
|---|---|
| $n_1 = n_1$ | $n_s - n_1 = 2\,(k-1)\cdot n_1$ |
| $n_r - n_2 = n_3 = 3\,n_1$ | $n_s - n_3 = 2\,(k-2)\cdot n_1$ |
| $n_r - n_4 = n_5 = 5\,n_1$ | $n_s - n_5 = 2\,(k-3)\cdot n_1$ |
| ..................... | ..................... |
| $n_r - n_{2(k-1)} = n_{2k-1} = (2\,k-1)\cdot n_1$ | $n_s - n_{2k-1} = 2\,(k-k)\cdot n_1 = 0$ |

Die bisherigen Forderungen ergeben für $n_r$, $n_s$ und $m$ folgende Werte:

Wegen $n_{2k} = 0$ wird

$$n_s = n_{2\,k-1}\,. \qquad (24)$$

Da nach Tabelle Nr. 3

$$n_{2\,k-1} = (2\,k-1)\cdot n_1 \qquad (24a)$$

ist, so wird

$$n_s = (2\,k-1)\,n_1. \qquad (24b)$$

Ferner ist laut Tabelle Nr. 3, zweite Gleichung links,

$$n_r = n_2 + n_3 = (2\,k-2)\,n_1 + 3\,n_1 = (2\,k+1)\,n_1 \qquad (25)$$

also

$$n_r = (2\,k+1)\cdot n_1. \qquad (25a)$$

Endlich wird laut Gleichung (19) unter Berücksichtigung von (24 a) und (25 a)

$$m = n_r - n_s = 2\,n_1 \qquad (26)$$

Diese Lösung liefert im ganzen $2\,k$-Transponierungen, wovon allerdings die letzte $n_{2k} = 0$ unbrauchbar ist. Ferner wird man zweckmäßig auch $n_{2k-1}$ weglassen, da sie gleich $n_s$ ist, wie Gleichung (24) lehrt. Man erhält daher $2\,(k-1)$ Transponierungsfrequenzen, die die aufeinanderfolgenden Harmonischen der Grundschwingung $n_1$ darstellen. Wählt man etwa, um ein Beispiel zu geben, $k = 6$, so wird $n_r = 13\,n_1$ und $n_s = 11\,n_1$, was folgende Reihen liefert:

Tabelle Nr. 4

| $n_r$-Reihe | $n_s$-Reihe |
|---|---|
| $n_1 = n_1$ | $11n_1 - n_1 = n_2 = 10n_1$ |
| $13n_1 - 10n_1 = n_3 = 3n_1$ | $11n_1 - 3n_1 = n_4 = 8n_1$ |
| $13n_1 - 8n_1 = n_5 = 5n_1$ | $11n_1 - 5n_1 = n_6 = 6n_1$ |
| $13n_1 - 6n_1 = n_7 = 7n_1$ | $11n_1 - 7n_1 = n_8 = 4n_1$ |
| $13n_1 - 4n_1 = n_9 = 9n_1$ | $11n_1 - 9n_1 = n_{10} = 2n_1$ |
| $13n_1 - 2n_1 = n_{11} = 11n_1$ | $11n_1 - 11n_1 = n_{12} = 0$ |

Diese beiden Reihen haben insbesondere für Zwischenfrequenz-Reflexverstärkung den schon früher angedeuteten Vorteil, daß sie die Anwendung völlig symmetrischer Zobel-Foster-Kreise[4]) gestatten, die jeweils für die eine Reihe Pole und dazwischen für die andere Reihe Nullstellen haben.

Ferner haben die beiden Reihen hinsichtlich der Aufteilung der Harmonischen durchaus die gleichen Eigenschaften wie die Stator- und Rotor-Reihe einer Goldschmidt-Maschine[5]); es entspricht die $n_r$-Reihe der Rotorreihe und die $n_s$-Reihe der Statorreihe genannter Hochfrequenz-Maschine. Diese Uebereinstimmung ist keine zufällige, sondern eine beabsichtigte Nachbildung des bei der Goldschmidt-Maschine auftretenden Frequenzprinzipes.

Die beiden fest schwingenden Generatoren können zwei quarzgesteuerte Lokalsender sein; die Frequenzen $n_r$ und $n_s$ können aber auch als Harmonische einem einzigen Generator, der dann zweckmäßig ebenfalls quarzgesteuert ist, entnommen werden.

Es genügt demnach für Vielfachtransponierungen im Minimum das Vorhandensein von bloß zwei festen Generatorfrequenzen, die überdies noch infolge ihres durch anderweitige Forderungen bedingten harmonischen Charakters aus einem einzigen Lokalgenerator isoliert werden können.

Es liegt im Prinzip der Methode, daß Lösungen vorstehender Art innerhalb der gewonnenen Differenzfrequenzen das Superprinzip nicht restlos erfüllen können, sondern auch Differenzfrequenzen auftreten müssen, deren Zahlenwerte zwischen denen der erzeugenden Frequenzen liegen. Bei der Verwendung von Richtverstärkern in den Transponierungssätzen ist dies völlig belanglos, da dort die Zwischenfrequenz erst im Anodenkreis entsteht, wo sich in Form des Filters bereits ein auf sie abgestimmter Sperrkreis befindet. Anders liegen die Verhältnisse diesbezüglich bei Verwendung eines Audions. Hier entstehen

[4]) R. M. Foster, „A Reactance Theorem", The Bell System, Techn. Journ. 3, S. 259, 1924.

[5]) R. Goldschmidt, Hochfrequenzmaschine für die direkte Erzeugung von elektrischen Wellen für die drahtlose Telegraphie, Ztschr. f. Hochfrequenztechnik, 4, S. 341, 1911.

Digitized by Google

die Hemholtzschen Kombinationsschwingungen schon im Gitterkreis. Für Zwischenfrequenzen, die das Superprinzip erfüllen, bildet dann der Gitterableitsilit den für ihre Verstärkung erforderlichen Gitterwiderstand. Ist aber das Superprinzip nicht erfüllt, liegt also die Zwischenfrequenz zwischen den erzeugenden Frequenzen, dann kann sich leicht der Fall ereignen, daß der Gitterkreis zusammen mit dem Audionkondensator einen kapazitiven Widerstand für die Zwischenfrequenz darstellt, der zu klein ist, um eine ausreichende Verstärkung dieser Frequenz zu vermitteln. In solchen Fällen wird es dann notwendig, für die Zwischenfrequenz auch ins Gitter einen abgestimmten Sperrkreis einzubauen, der ihre Verstärkung sichert.

### b) Problemlösung für modulierte Wellen mit Hilfe eines fest schwingenden Oberwellengenerators.

Die im vorigen Abschnitt gegebene Lösung für ein Vielfachtransgerät hat ergeben, daß im Minimum zwei auf fester Welle schwingende Lokalgeneratoren erforderlich sind, die gegebenenfalls auch einem einzigen Lokalgenerator als harmonische Oberschwingungen entnommen werden können.

Die Oberwellen eines Generators lassen sich aber noch auf eine ganz andere Weise ausnützen, was zu einer weiteren Lösung einer Vielfachtransponierung führt, bei der überdies das Superprinzip streng beibehalten werden kann. Der Gedanke ist folgender:

Ein Oberwellengenerator schwingt mit einer konstanten Grundfrequenz $n$. Es ist dann, falls $k$ eine ganze positive Zahl größer als Null bedeutet, $kn$ seine $k$-te Harmonische.

Vermittels eines variablen Transponierungseinganges wird wiederum zunächst eine erste feste Differenzfrequenz $d_0$ erzeugt. Bedeutet $\varepsilon$ eine noch später festzulegende positive Zahl größer als Null, so soll $d_0$ die Form haben

$$d_0 = \left(\frac{k}{2} + \varepsilon\right) \cdot n. \tag{27}$$

Die so erhaltene Differenzfrequenz $d_0$ wird nun mit der $k$-ten Harmonischen $kn$ des Oberwellengenerators kombiniert und liefert eine neue Zwischenfrequenz $d_1$ von der Form

$$k \cdot n - \left(\frac{k}{2} + \varepsilon\right) \cdot n = \left(\frac{k}{2} - \varepsilon\right) n = d_1, \tag{27a}$$

die infolge des Ansatzes (27) das Superprinzip erfüllt, da sich ihre Erzeugenden um weniger als eine Oktave unterscheiden.

Der nächste Schritt ist die Kombination von $d_1$ mit der $(k-1)$-ten Harmonischen des Oberwellengenerators, was die neue Differenzfrequenz $d_2$ liefert. Diese wird mit der $(k-2)$-ten Harmonischen des Oberwellengenerators kombiniert und ergibt $d_3$. Und so wird das Verfahren fortgesetzt, bis schließlich mit Hilfe der Grundschwingung $n$ des Oberwellengenerators die letzte Differenzfrequenz entsteht.

Diese Vorschrift ergibt zunächst folgendes Gleichungssystem:

$$\left.\begin{aligned}
k \cdot n - \left(\frac{k}{2} + \varepsilon\right) \cdot n &= \left(\frac{k}{2} - \varepsilon\right) \cdot n = d_1 \\
(k-1) \cdot n - \left(\frac{k}{2} - \varepsilon\right) \cdot n &= \left(\frac{k}{2} - 1 + \varepsilon\right) \cdot n = d_2 \\
(k-2) \cdot n - \left(\frac{k}{2} - 1 + \varepsilon\right) \cdot n &= \left(\frac{k}{2} - 1 - \varepsilon\right) \cdot n = d_3 \\
(k-3) \cdot n - \left(\frac{k}{2} - 1 - \varepsilon\right) \cdot n &= \left(\frac{k}{2} - 2 + \varepsilon\right) \cdot n = d_4 \\
(k-4) \cdot n - \left(\frac{k}{2} - 2 + \varepsilon\right) \cdot n &= \left(\frac{k}{2} - 2 - \varepsilon\right) \cdot n = d_5 \\
&\ldots\ldots
\end{aligned}\right\} \tag{28}$$

Dieses System ist so angelegt, daß für die $d$-Reihe durchweg das Superprinzip gewahrt wird, falls $\varepsilon < 1$ bleibt. Der Gleichungsansatz ist auch insofern logisch, als die mit steigendem Index versehenen Differenzfrequenzen in ihrer Amplitude infolge angewandter Verstärkung steigen und dementsprechend mit steigenden Generatoramplituden kombiniert werden, da das geschilderte Verfahren mit der höchsten Harmonischen beginnt und mit der amplitudenstärksten Grundschwingung schließt.

#### Grenzen für $\varepsilon$ und seine zahlenmäßige Bestimmung.

Die Grenzen für $\varepsilon$ sind durch das Superprinzip bereits festgelegt. Es gilt hierfür

$$0 < \varepsilon < 1. \tag{29}$$

Zu einer kleineren oberen Grenze führt folgende Betrachtung. Zwei aufeinanderfolgende Schwingungszahlen der $d$-Reihe unterscheiden sich entweder um $2\varepsilon n$ oder um $(1-2\varepsilon) \cdot n$, wobei diese beiden Differenzen in (28) systematisch abwechseln. Nun muß aber zwecks Vermeidung von Rückkopplungen und auch im Sinne des Prinzipes gefordert werden, daß nirgends zwei Werte der $d$-Reihe einander gleich werden. Es muß demnach

$$(1 - 2\varepsilon) \cdot n > 0 \tag{29a}$$

oder

$$\varepsilon < \tfrac{1}{2}. \tag{29b}$$

Demnach ist $\varepsilon$ folgendermaßen eingeengt

$$0 < \varepsilon < \tfrac{1}{2} \tag{30}$$

#### Wahl von $\varepsilon$ zwischen seinen Grenzen.

Es wird aus den bereits im Abschnitt B. a) auseinandergesetzten Gründen auch hier wiederum verlangt, daß die $d$-Reihe eine harmonische Reihe darstellt. Um überdies auch wieder für einen Zwischenfrequenzreflexverstärker symmetrische Zobel-Kreise anwenden zu können, müssen alle Frequenzintervalle in dieser Reihe gleich groß sein. Es muß daher gelten:

$$2\varepsilon n = (1 - 2\varepsilon) \cdot n \tag{31}$$

oder

$$\varepsilon = \tfrac{1}{4} \tag{32}$$


Digitized by Google

Dann lautet das Gleichungssystem (28):

$$\left.\begin{aligned}
kn-\frac{2k+1}{4}\cdot n &= \frac{2k-1}{4}\cdot n = d_1\\
(k-1)\cdot n-\frac{2k-1}{4}\cdot n &= \frac{2k-3}{4}\cdot n = d_2\\
(k-2)\cdot n-\frac{2k-3}{4}\cdot n &= \frac{2k-5}{4}\cdot n = d_3\\
(k-3)\cdot n-\frac{2k-5}{4}\cdot n &= \frac{2k-7}{4}\cdot n = d_4\\
&\dots\\
(k-i)\cdot n-\frac{2k-(2i-1)}{4}\cdot n &= \frac{2k-(2i+1)}{4}\cdot n = d_{i+1}\\
\text{für } i = 0, 1, 2, 3, \dots, k-1.&
\end{aligned}\right\}\quad(33)$$

Setzt man $n/4 = n_0$ so ergibt sich die allgemeine Beziehung

$$4\,(k-i)\cdot n_0-[2\,k-(2\,i-1)]\,n_0 = [2\,k-(2\,i+1)]\cdot n_0 = d_{i+1} \qquad (34)$$

Es stellt demnach die $d_{i+1}$-Reihe die unmittelbar aufeinanderfolgenden ungeradzahligen Harmonischen der Grundschwingung $n_0$ dar, während die Generatorfrequenzen geradzahlige Harmonische der gleichen Grundschwingung sind. Um an einem Zahlenbeispiel das Verfahren zu zeigen, sei etwa $k = 4$ gewählt. Dann ergibt sich:

Tabelle Nr. 5

| |
|---|
| $16n_0-9n_0 = 7n_0 = d_1$ |
| $12n_0-7n_0 = 5n_0 = d_2$ |
| $8n_0-5n_0 = 3n_0 = d_3$ |
| $4n_0-3n_0 = 1n_0 = d_4$ |

wobei $i = 0, 1, 2, 3$, und $9\,n_0 = d_0$ ist.

Der laboratoriumsmäßige Zusammenbau von Geräten, die auf den in diesem Abschnitt B. beschriebenen Verfahren beruhen, hat ihre praktische Realisierungsmöglichkeit durchweg klar erkennen lassen. Allerdings ergaben sich, insbesondere beim Bau der verschiedenen Zwischenfrequenzreflexverstärker, zahlreiche Schwierigkeiten, deren Aufzählung und erzielte Bekämpfung hier jedoch zu weit führen würde. Darauf einzugehen erübrigt sich um so mehr, als die bisher entwickelten Möglichkeiten einer Vielfachtransponierung lediglich Vorstufen zu den eigentlichen Schlußkonstruktionen mit wesentlich gesteigerter Trennschärfe darstellen, die nunmehr im folgenden Abschnitt behandelt werden sollen.

(Eingegangen am 13. August 1928.)

(Schluß folgt.)

# Wellen-Induktion in der drahtlosen Telegraphie.

Von **Karl Uller**, Gießen.

**Inhaltsübersicht:**

Die drahtlosen Wellen sind Drahtwellen, d. h. von Unstetigkeitsflächen geführte Wellen. Die Theorie derselben ist nur auf Grund des Ausdruckes für das Interferenz-Prinzip annahmenfrei darstellbar. Die Erzeugung geführter Wellen wird Wellen-Induktion genannt. Es gibt eine direkte, wenn die Wellenquelle in einer $U$-Fläche liegt, eine indirekte, wenn die Quelle außerhalb liegt und die auslaufende Welle durch Sonder-Einfall zum Teil oder ganz in eine geführte umgewandelt wird. Beide Fälle kommen auch in der drahtlosen Telegraphie vor.

---

Elastische Wiederkehr-Wellen in dem Körper Erde sind in der Erdbeben-Kunde schon seit langem bekannt. Daß es aber auch elektrische Wiederkehr-Wellen gibt, d. h. Wellen, welche die Erde ein- oder mehreremal umkreisen, ehe sie unmerklich werden, ist erst vor kurzem zum erstenmal in der Geschichte der drahtlosen Telegraphie festgestellt worden[28]). Damit scheint mir der geeignete Zeitpunkt gekommen zu sein, mich über die Natur und die Herkunft der „drahtlosenWellen" im Zusammenhang auszusprechen, zumal in der Literatur theoretische Ansichten verbreitet sind, die fehl gehen und daher einer objektiven Deutung der Experimente im großen Stile im Wege stehen, die an sich schon schwer eindeutig auszulegen sind, eingedenk dessen, daß in der Natur keine reinen Verhältnisse vorliegen.

Die an der leitenden Erdoberfläche erzeugte Welle ist eine Welle besonderer Art, eine geführte Welle, wie wir sie auch an Drähten haben. In paradoxer Form können wir somit sagen: D i e W e l l e n d e r d r a h t l o s e n T e l e g r a p h i e, g e l e g e n t l i c h a u c h d r a h t l o s e W e l l e n g e n a n n t, s i n d D r a h t w e l l e n[1]) [14]). Ihr Wesen sowie ihre Entstehung ist aber bis vor einigen Jahren unerkannt gewesen. In einem mehr als zwei Jahrzehnte langen Studium ist es mir gelungen, sowohl das Wesen als auch die Entstehung dieser merkwürdigen Wellenart aufzudecken. Ich habe von den Ergebnissen mehreres an mehreren Stellen veröffentlicht (siehe weiter unten unter Literatur), scheinbar jedoch ohne verstanden worden zu sein. Daher möchte ich hier einmal nur die Grundgedanken möglichst deutlich herausheben unter möglichster Verdeckung des mathematischen Gerüstes. Dabei ist das Experiment, das uns die drahtlose Telegraphie an der Erde bietet, besonders geeignet, weil hier die Wellenlänge klein ist gegen den Erdumfang, so daß „Eigenschwingungen" nicht in Frage kommen, die die Einsicht in den wahren Sachverhalt sehr erschweren.

Geführte Wellen, auch gebundene genannt, sind Wellen, die an der Oberfläche eines Mittels oder beiderseits der Trennfläche zweier verschiedener Mittel oder gleicher Mittel in Bewegung zueinander — geführt von ihr — entlanglaufen[1]) [13]) [14]) [15]) [24]) [28]). Diese Wellen muß es in der wahren Wellentheorie,


Digitized by Google

der Wellenkinematik, notwendig geben. Eine solche besteht aus ein oder mehreren Wellenflanken, welch letztere durch die Wellenkohärenz-Bedingung zusammengehalten werden. Diese besagt[4]) [10]): Alle an einer Unstetigkeitsfläche zusammenhängenden Wellen haben stets gleiche Spurgeschwindigkeiten, mag die Fläche ruhen oder sich bewegen, mag der Stand des Beobachters sein, welcher auch immer. Es zeigt sich nun, daß die Führungsfläche stark eingreift in den Wellenbau, welcher deshalb in mancher Hinsicht viel verwickelter ist als der einer in einem einzigen homogenen Mittel sich von der Quelle aus frei ausbreitenden Welle. Es wird der geführten Welle eine eigene Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Wellenlänge sowie eine eigene Verlöschung vorgeschrieben. Die geführte Welle ist um so ausgeprägter, je unterschiedlicher beschaffen und bewegt beide Mittel sind. Da in stark ausgeprägten geführten Wellen die Energie hauptsächlich längs der Führungsfläche sich ausbreitet, so kann eine solche Welle eine viel größere Reichweite erlangen als eine freie Welle, die sich in einem einzigen homogenen Mittel nach allen Richtungen hin frei ausbreitet. Die gebundene Welle klammert sich sozusagen an ihre U-Fläche und läßt sich in mehr oder weniger flächiger Ausbreitung dahin führen, wohin diese sich erstreckt, wohingegen eine freie Welle das Bestreben hat, geradeaus zu laufen. Bildlich muß man daher der freien Welle, auch unter Berücksichtigung ihrer Beugungsneigung, eine Steifigkeit zuschreiben, der geführten Welle hingegen eine Biegsamkeit. Insbesondere in der Elektromagnetik, wo es Körper gibt von ganz ungeheuer hoher Leitfähigkeit, ist die geführte Welle I. Art von faßt vollendeter Fortführung und Konzentration, so daß man auf die Vorstellung von einer Strömung in einem Rohre kommen konnte. An Verzweigungen der Führungsfläche gabelt die Welle sich unter Entwicklung einer rücklaufenden gebundenen Welle. Es kann natürlich die Führung auch eine mehrfache sein, indem mehrere U-Flächen und dementsprechend mehrere Wellenflanken für ein und dieselbe Welle vorhanden sind. Besonders wenn die U-Flächen parallel gelagert sind, ist bei ausgeprägten geführten Wellen die Reichweite eine noch viel größere.

In der Natur finden wir die ein - oder mehrfach geführte Welle auf allen Gebieten der Physik, nicht nur als elektrische Leitungswellen längs Drähten und Kabeln sowie längs der Erde und den Ionisationsschichten der Atmosphäre, ferner als Blitze und Leuchtkugeln[18]), sondern auch als elastische Draht- und Plattenwellen, welche die Vorgänge in der Schall- und Bebenkunde beherrschen, sowie als Wärmewellen, Schwerewellen[24]) [25]) usw. Leicht sichtbar ist das Wesen der geführten Welle, das Sichführenlassen, in der Glimmlicht-Röhre: die Wellen — denn mit- und gegenlaufende Wellen sind es — folgen der Glas-Röhre, wie lang und wie gewunden sie auch sei; eine freie Welle könnte nicht den Windungen folgen. Die geführten Wellen sind theoretisch und praktisch von viel größerer Bedeutung und Verbreitung als die freien Wellen. Sie können keine einfachen Wellen sein; infolgedessen setzt ihre Darstellung die Kenntnis des allgemeinen Baues mindestens der Planwelle von elementarer Schwankungsform voraus, über welche ich mich wiederholt verbreitet habe.

Die allgemeine Theorie der geführten Welle konnte bisher nicht aufgestellt werden mangels Kenntnis eines allgemeinen Wellen-Prinzipes, das ich Interferenz-Prinzip[12]) genannt habe. Aus vorgelegten Feldgleichungen gewinnt man nämlich zwar allemal für die ins Auge gefaßte Feldgröße eine partielle Differentialgleichung des Raumes und der Zeit — für das elektrische Feld $\mathfrak{E}$ in einem ruhenden Mittel ($\varepsilon$; $\mu$; $\lambda$) z. B.

$$\ddot{\mathfrak{E}} + \frac{\lambda}{\varepsilon}\,\dot{\mathfrak{E}} + \frac{V^2}{\varepsilon\,\mu}\ \text{rotrot}\ \mathfrak{E} = 0 \tag{1}$$

—, aber man darf sie nicht „Wellengleichung“ nennen, wie es geschieht, da sie lediglich eine einzige Feldbedingung darstellt, die einer jeden beliebigen Ueberlagerung sich beliebig durchkreuzender, beliebig vieler Wellen-Individuen von gleicher Feldnatur aufgedrückt ist; wir können sie aber Wellenzustandsgleichung nennen. Jede Welle ist eben ein Unteilbares. Wollen wir daher die Gleichungen für eine Welle kennen lernen, dann müssen wir die Tatsache, daß im Gegensatz zu stationären Feldern Wellen sich nicht zu einer Welle überlagern lassen, zu mathematischem Ausdruck bringen. Dies geschieht, wenn wir den Satz aufstellen: In jeder Welle gibt es charakteristische Flächen $\Phi = \text{const.}$, Wellenflächen, die — entsprechend der Tatsache, daß jede Welle ihre eigene Geschwindigkeit und eigene Verlöschung hat — der Eigengesetzlichkeit unterliegen, daß sich ihre Gradienten $\mathfrak{w}$ nicht geometrisch addieren lassen. Hierin spricht sich die Wellen-Individualität mathematisch aus. Dieses Interferenz-Prinzip, mathematisch formuliert und eingeführt, zerlegt die vorgelegten Feldgleichungen in ein System von Gleichungen, die ich das Gleichungssystem der Welle nenne, und unterwirft insbesondere $\mathfrak{w}$ bestimmten Bedingungen. Wie unberechtigt es ist, Differentialgleichungen obiger Art als Wellengleichung anzusprechen, erkennt man auch daran, daß man aus ihnen weder ersehen noch errechnen kann, wie viele Wellenarten sie möglich machen — man denke an die Elastik[5]), besonders die in schweren Mitteln[22]) oder an die Elektromagnetik in elektrisch[7]) oder magnetisch[8]) aktiven Mitteln —, noch viel weniger die Geschwindigkeiten und Verlöschungen der möglichen Wellen, und weiter, daß es so etwas wie geführte Wellen und Induktion gibt. Erst mit dem Gleichungssystem der Welle ist es möglich, die Theorie der geführten Wellen ohne offene oder versteckte Annahmen zu entwickeln. Denn es ist dreierlei erforderlich: 1. weil es sich um eine Welle handelt, die Kenntnis des Gleichungssystems der Welle, welche vorgegebene Feldgleichungen bedingen; 2. weil es sich um zwei- oder mehrflankige Wellen handelt, die Erfüllung der Wellenkohärenz-Bedingung; und 3. weil es sich um eine physikalische Welle handelt, die Erfüllung physikalischer Grenzbedingugen an den Führungsflächen. So erhält man die geführten Wellen für jede gegebene Form der Erregung in der Wellenquelle. Je nach dieser Form kann aber die Ausbreitung quantitativ stark verschiedenes Aussehen haben; man denke z. B. an den Einfluß der Frequenz oder der Dämpfung.

Von außerordentlicher Bedeutung für die Wellentheorie sind die Wellen von elementarer


Digitized by Google

Schwankungsform. Sie haben die mathematische Form[3][25][26])

$$\mathfrak{E} = \tfrac{1}{2}\left\{\mathfrak{e}\cdot e^{i(\nu t-\Phi)} + \mathfrak{e}^*\cdot e^{-i(\nu^* t-\Phi^*)}\right\} = e^{-(\nu'' t-\Phi'')}\left\{\mathfrak{e}'\cdot \cos(\nu' t-\Phi') - \mathfrak{e}''\cdot \sin(\nu' t-\Phi')\right\}, \qquad (2)$$

worin $\mathfrak{e} = \mathfrak{e}' + i\,\mathfrak{e}''$ und $\Phi = \Phi' + i\,\Phi''$ beliebige reine Ortsfunktionen sind und $\nu$ eine Konstante, die ebenfalls komplex sein darf; ein angefügtes Sternchen deutet den konjugiert komplexen Ausdruck an. In $\nu = \nu' + i\,\nu''$ nennen wir $\nu'$ die Frequenz $2\pi/\tau$ der Quelle und $\nu''$ die Dämpfung der Quelle bzw. ihren Schwall, je nachdem $\nu''$ positiv oder negativ ist; sie messen gleichzeitig die Frequenz der Welle bzw. den zeitlichen Abfall oder Anstieg der Intensität an einem durch den Topographen $\mathfrak{r}$ angegebenen Ort. Es gibt also im allgemeinen zwei charakteristische Flächen, die wir Wellenflächen nennen: die Phasenflächen $\Phi' = \text{const.}$ und die Verlöschungsflächen $\Phi'' = \text{const.}$ Dementsprechend gibt es nicht eine Wellennormale, sondern ein Wellennormalenpaar: die Phasennormale grad $\Phi' = \mathfrak{w}'$ und die Verlöschungsnormale grad $\Phi'' = \mathfrak{w}''$, und demzufolge zwei Geschwindigkeiten in einer Welle, die der Phasen und die der Amplituden. Diese Zweiheit bewirkt, daß das Wellenbild sich nicht starr verschiebt[20]). Die Größe $\mathfrak{e}$ nennen wir den Wellenvektor. Die beiden Wellennormalen $\mathfrak{w}'$ und $\mathfrak{w}''$ können einen, zunächst beliebigen Winkel miteinander bilden, der den Wellenbau sehr verwickelt macht. Zudem hängt sowohl die Verlöschung $e^{\Phi''}$ als auch die Phasengeschwindigkeit $\nu'/|\mathfrak{w}'|$ und die Amplitudengeschwindigkeit $\nu'/|\mathfrak{w}''|$ sowie die Wellenlänge $2\pi/|\mathfrak{w}'|$ von diesem Winkel ab. Nur wenn $\mathfrak{w}'$ und $\mathfrak{w}''$ parallel oder antiparallel liegen oder eines von beiden verschwindet, ist der Bau der Wellen relativ einfach. Aber gerade die nicht-einfachen Wellen spielen im folgenden eine Rolle.

Bei dieser Wellenform lassen sich nun auf dem Gebiete der Elektromagnetik[14][15][16]) folgende Sätze herleiten:

A. Längs der Trennfläche zweier ruhender Mittel gibt es eigentümliche, an die Trennfläche gebundene und von ihr geführte elektromagnetische Ausbreitungsmöglichkeiten höherer Ordnung, und zwar nur zwei Arten.

B. In der gebundenen Welle I. Art zwingt diese U-Fläche das magnetische Feld überall an ihr in diese Führungsfläche hinein. Ferner liegt das magnetische Feld infolgedessen quer zur Fortpflanzungsrichtung. — In der gebundenen Welle II. Art zwingt die U-Fläche überall an ihr das elektrische Feld in diese Fläche hinein; es gibt somit in ihr keine elektrischen Ladungen. Ferner liegt das elektrische Feld infolgedessen quer zur Fortpflanzungsrichtung. Dieser Zwang der Führungsfläche auf den Bau der gebundenen Welle ist unabhängig von den Eigenschaften der Mittel und von benachbarten U-Flächen, wahrscheinlich auch unabhängig von der Art der Erregung der Welle in der Quelle.

C. Diese gebundenen Wellen zeigen Verlöschung, auch längs der U-Fläche, eine Verlöschung, die selbst dann auftritt, wenn beide Mittel völlig konservativ sind. Aus einem experimentell festgestellten Verlöschungsfaktor kann man also nicht auf den Grad der Energie-Verschluckung schließen.

D. Die U-Fläche zwingt einer jeden der beiden möglichen gebundenen Wellen eine ganz bestimmte, längs U konstante Normalkomponente der Wellennormalen in jeder der Wellenflanken auf — also nicht konstante Tangentialkomponente der Phasennormalen, wie man in einigen Unterfällen bisher mangels einer Theorie angenommen hat. In diesem Satze spricht sich deutlich eine Führung der Welle seitens der U-Fläche aus.

E. In einer Ueberlagerung von gebundenen Wellen I. Art ist als Folge von B. die elektrische Spannung zwischen zwei Punkten an zusammenhängenden U-Flächen unabhängig vom Integrationswege des Linienintegrals der Feldstärke längs den Unstetigkeitsflächen. — Entsprechendes gilt für die magnetische Spannung in einer Ueberlagerung von gebundenen Wellen II. Art.

Diese Sätze enthalten zugleich auch strenge Kriterien, geführte Wellen von ungeführten an U zu unterscheiden.

Wenden wir die Theorie auf die Verhältnisse in der drahtlosen Telegraphie an, so zeigt zunächst die Betrachtung der beiden elektrischen Konstanten von Luft (rein oder ionisiert) und elektrolytisch leitender Erdoberfläche sowie insbesondere der magnetischen Permeabilität beider Mittel, daß nur die gebundene Welle I. Art größere Reichweiten verspricht. Demgemäß ist diejenige Quellen-Anordnung am günstigsten, bei der ein Antennen-Stamm aufrecht steht und mit der Erde gutleitend verbunden ist, und dabei die Schwingung so erregt wird, daß nahe der Erdungsstelle ein Strombauch zustande kommt[2]). Die erzeugte gebundene Welle geht dann von der Antenne unmittelbar an die Erdoberfläche über. Damit nun das wesentliche dieser gebundenen Ausbreitung rein hervortrete, ersetzen wir die Atmosphäre durch reine und homogene, also schwerelose Luft und die Erde durch eine homogene, leitende Kugel. So läuft denn die axialsymmetrisch vorausgesetzte Welle — geführt von der Kugeloberfläche — nach allen Himmelsrichtungen gleichmäßig divergierend und an Stärke abnehmend weiter, um jenseits des Kugeläquators konvergierend durch den Gegenpol zu laufen, wobei die Stärke relativ wieder zunimmt. Der Gegenpol ist aber keine besonsondere Senke, welche die Welle verschluckt! Er wirkt nicht spiegelbildähnlich zur Quelle auf die Welle ein, im Gegensatz zu einem rechnerischen Ergebnis von Herrn Kiebitz, das auf Grund von Annahmen zustande gekommen ist[31]). Im Gegenteil, es läuft die Welle vielmehr involutorisch durch sich selbst hindurch, indem im Pol sich die Tangential-Komponenten aufheben und die elektrischen Normalkomponenten verstärken, divergiert wieder, durchläuft in ihrer ganzen Front gleichzeitig den Kugeläquator, durcheilt konvergierend den Quellpunkt — die Quelle haben wir für die ausgelaufene Welle als nicht vorhanden anzusehen —, und tritt sodann von neuem die mehr oder weniger flächenhafte Umkreisung an, von der Kugelfläche in Bau und Ausbreitung gezwungen, ein Verhalten, das bei einer freien Welle selbst unter voller Berücksichtigung der Beugungsneigung undenkbar wäre. Dabei ist selbst bei


Digitized by Google

beliebig geformtem Sender das magnetische Feld am Leiter tangential. Nach der ersten halben Umkreisung tritt die Welle in Interferenz mit sich selbst, falls die Wellenerregung in der Quelle hinreichend lange andauert. So umkreist die Welle die Kugel theoretisch unendlich oft, wobei aber die Stärke, abgesehen von Schwankungen, mit wachsender Laufzeit abnimmt, auch wenn nirgendwo Energieverschluckung stattfinden kann. Denn durch seitliche Energieausstrahlung, hauptsächlich in den freien Außenraum hinein, verliert diese Welle unaufhaltsam Energie, und das macht sich mathematisch bemerklich in dem Auftreten des Verlöschungsfaktors $e^{\Phi''}$. Schwingt die Quelle ungedämpft sinusförmig und ist insbesondere die Halbwellenlänge der geführten Welle, die nicht identisch ist mit der der freien Welle, gerade so groß, daß ein ganzes Vielfache von ihr den Kugelumfang umspannt, so würde sich ein angenähert stehender Wellenzustand herausbilden mit Knoten und Bäuchen, wenn die Wellenlänge unabhängig von der Laufzeit wäre. Das ist aber nach der Theorie nicht der Fall.

Sehr merkwürdig ist nun, daß auch bei einer die Kugeloberfläche umhüllenden Leiterschale (Heaviside-Schicht), ohne daß der Sender mit ihr leitende Verbindung hat, sehr große Reichweiten, wie sie die Wiederkehr-Wellen erweisen, zu erzielen sind, ja, daß auch ohne Erdung Fernwirkungen, wenn auch nicht so gute, festzustellen sind! Sehr merkwürdig, daß anderseits auch beliebig orientierte Empfangsdrähte imstande sind, von der ankommenden Welle aufzufangen! Man hatte da sogleich die Erklärung bei der Hand, daß eben zahlreiche reflektierte und gebrochene Wellen zustande kämen. Was könnte es denn auch anders sein! Das ist aber eine Verlegenheits-Antwort. Von dieser Art Wellen, die freie Wellen sind, stelle man sich vor, daß die Wellen Wiederkehr-Wellen sein sollen, nachdem sie durch zahlreiche, fortgesetzte Reflektionen an gekrümmten Flächen gebrochene Wellen und damit erhebliche Energie verloren haben. Und diese steifen Wellen sollen es sein, die bei dem Einfall an den Empfangsdrähten gebrochen den Verschlingungen und Wicklungen folgen können sollen. An Metall gebrochene elektrische Wellen laufen sich aber bei hoher Frequenz auf sehr kurze Strecke tot, so daß es in Drähten nicht einmal zu fortgesetzten Reflexionen und Brechungen kommen kann. Und Wiederkehr-Wellen gibt es auch, wenn keine Hüllfläche existiert, und somit keine fortgesetzten Reflexionen und Brechungen möglich sind. Nein, diese Erklärung ist keine. In Wahrheit entstehen auch dann durch Wellen-Einfall geführte Wellen. Aber das ist ja doch nach unseren bekannten Reflexionsformeln unmöglich, wird man einwenden. Hier haben nun neue Gedankengänge einzusetzen, deren Grundzüge ich schon vor Jahren entwickelt und z. T. veröffentlicht habe. Sie erscheinen aber der vulgären Wellen-Vorstellung gegenüber so fremdartig, daß der willige Leser sie nur schwer versteht, und gar der Theoretiker von heute, ohne sich in die notwendig neue Darstellung zu vertiefen, sie als nach seiner Meinung unmöglich verwirft. Und doch beruhen sie auf streng mathematischen Beweisen.

Wenn man sich mit den geführten Wellen innig befaßt, so wird man auch auf die Beantwortung der Frage geführt, wie sie entstehen können. Die Untersuchung hat nun nach langwierigem Suchen und Lernen folgendes ergeben. Die nächstliegende Erzeugung gebundener Wellen ist diejenige, bei welcher der Sitz der Störung, die Wellenquelle, in der U-Fläche selbst liegt; man denke an die Erzeugung elektrischer Spannung infolge Reibung oder infolge von Bewegung eines Körpers durch ein statisches Magnetfeld hindurch. Es gibt aber außer dieser, direkten, Entstehungsweise noch eine andere, sehr merkwürdige, eine indirekte Erzeugung, nämlich durch Sonder-Einfall einer nicht-einfachen Welle gegen eine U-Fläche, wobei die anlaufende Welle ganz oder zum Teil in eine gebundene Welle umgewandelt wird. Auch diese Entstehungsart muß es nach der Wellenkinematik notwendig geben. Es genügt für den Existenz-Beweis, wenn wir in der Quelle elementare Erregung ($e^{i\nu t}$) voraussetzen und in (2) $\mathfrak{e}$ und $\mathfrak{w}$ als konstante Vektoren behandeln. Letzteres verlangt $\Phi' = (\mathfrak{w}' \mathfrak{r})$ und $\Phi'' = (\mathfrak{w}'' \mathfrak{r})$, d. h. die beiden Wellenflächen werden als Wellenebenen vorausgesetzt. In diesem Sinne sprechen wir von einer Planwelle.

Der Einfall einer „Sinuswelle" gegen die Oberfläche eines Mittels oder gegen die Trennfläche zweier Mittel ist auf allen Gebieten der Physik bereits mathematisch behandelt worden, aber, wie wir sogleich erkennen werden, nicht erschöpfend. Man hat für die zurückgeworfenen und für die gebrochenen Wellen-Amplituden Ausdrücke bekommen von der Form

$$A_r = \frac{Z_r}{N} \cdot A_a; \quad A_d = \frac{Z_d}{N} \cdot A_a, \tag{3}$$

wobei die $Z$ und $N$ reine Funktionen des Einfallswinkels und des Brechungswinkels sind in Verbindung mit den Eigenschaften der Mittel. Es kann vorkommen, daß der Nenner $N$ verschwindet, — z. B. bei normaler Inzidenz —, dann aber verschwinden stets zugleich auch die Zähler, so daß die $A_r$ und $A_d$ endlich ausfallen. In diesen Formeln sind aber die anlaufende Welle $(a)$ sowie die Sekundärwellen $(r)$ und $(d)$ alle von der denkbar einfachsten Form

$$A \cdot \cos\{\nu t - (\alpha x + \beta y + \gamma z) + \delta\} \tag{2'}$$

vorausgesetzt, Wellen, in denen es neben konstanten Amplituden nur Phasenebenen gibt. Das ist aber nur der speziellste Unterfall aus dem allgemeinen Falle (2), wonach in einer Welle zwei unter einem Winkel sich schneidende Wellenflächen existieren. Beschränken wir die bei der vorausgesetzten Erregungsform ($e^{i\nu t}$) in der Quelle wesentlichen Merkmale der Welle nicht, wie es aber in der Form (2') geschehen ist, sondern ziehen wir die bei der vorausgesetzten Erregungsform ($e^{i\nu t}$) allgemeine Wellenform (2) heran, welche Form ich eingehend analysiert habe [3]) [25]) [26]), so gelangen wir mit ihr beim Einfallproblem zu den allgemeinen Formeln für den Planwellen-Einfall [6]). Mit ihnen sind wir sicher, daß wir alle überhaupt mög-

Digitized by Google

lichen Ausbreitungserscheinungen, die mit dem Einfall einer Planwelle verbunden sein können, in der Hand haben.

Gerade diese allgemeinen, bisher unbekannten Einfall-Formeln brauchen wir im folgenden, weshalb ich sie für die verschiedensten Gebiete der Physik vor Jahren entwickelt habe[5][6][7][8][9]. Sie haben wieder die Form (3), jedoch sind die $Z$ und $N$ jetzt außerordentlich verwickelt und zeigen kaum eine Aehnlichkeit mit den früheren Ausdrücken. Sie offenbaren sich nämlich als reine Funktionen der Wellennormalenpaare $\mathfrak{w}_a, \mathfrak{w}_r, \mathfrak{w}_d$ aller bei Einfall in Rechnung zu setzenden möglichen Wellen der vorgegebenen Feldgleichungen, ferner der Frequenz und Dämpfung der Quelle sowie der Eigenschaften beider Mittel. Sie sind komplex; diese Komplexität kann auch auftreten, wenn die Mittel völlig konservativ sind. Infolgedessen ist es nunmehr möglich, daß $N$ den Wert 0 annimmt, ohne daß zugleich die $Z$ verschwinden.

Wenn nun $N = 0$, dann werden die Einfallformeln hinfällig; in ihnen ist angesetzt: eine einfallende Welle, eine rückgeworfene und eine gebrochene Welle. Dann ist also der Ansatz dieser drei freien Wellen hinfällig! Physikalisch geschieht aber etwas. Denn eine bestimmte Welle mit bestimmter Energie läuft unter bestimmten Winkeln gegen die U-Fläche an. Dann liegt also ein Neues vor, ein Sonderanlauf, der uns nötigt, für ihn das Einfall-Problem von neuem und von einem neuen Gesichtspunkt aus aufzunehmen. Wenn wir von den geführten Wellen und ihrer theoretischen Darstellung herkommen, ist die Lösung dieser Merkwürdigkeit, die den bisherigen Einfall-Formeln, weil viel zu spezialisiert, nicht angesehen werden konnte, zu finden: die anlaufende Welle geht bei Sonderanlauf ($N = 0$) ganz oder zum Teil in eine geführte Welle über[17][18][27]. Dieser Vorgang ist, wie der Einfall überhaupt, ein wellenkinematischer und erst in zweiter Linie physikalisch mitbestimmt.

Insbesondere in der Elektromagnetik ruhender Mittel läßt sich der Beweis folgendermaßen an[14][17]. Wir bezeichnen mit $\mathfrak{k}$ die vom Mittel (1) nach dem Mittel (2) gerichtete Normale der U-Ebene und geben der gebundenen Welle den Zeiger $b$. Dann ist in der gebundenen Welle I. Art

$$\frac{(\mathfrak{w}_{b_1}\mathfrak{k})}{a_{e_1}} = \frac{(\mathfrak{w}_{b_2}\mathfrak{k})}{a_{e_2}} \qquad (4_1)$$

und in der gebundenen Welle II. Art

$$\frac{(\mathfrak{w}_{b_1}\mathfrak{k})}{a_{m_1}} = \frac{(\mathfrak{w}_{b_2}\mathfrak{k})}{a_{m_2}}. \qquad (4_2)$$

In den Konstanten

$$a_e = \left(\varepsilon - i\frac{\lambda}{\nu}\right)\frac{\nu}{V}; \quad a_m = \mu \cdot \frac{\nu}{V} \qquad (5)$$

bedeutet $\lambda$ die elektrische Leitfähigkeit sowie $\varepsilon$ und $\mu$ die elektrischen bzw. die magnetischen Erregungsbeiwerte, die im allgemeinen komplex und abhängig von $\nu$ sind; $4\pi V$ ist die Lichtgeschwindigkeit. Die Wellenkohärenz-Bedingung verlangt

$$\mathfrak{w}^2_{b_1 t} = \mathfrak{w}^2_{b_2 t}, \qquad (6)$$

wenn wir mit dem Zeiger $t$ die Tangentialkomponente eines Vektors andeuten.

Da ferner in einer Planwelle die Beziehung $\mathfrak{w}^2 = a_e \cdot a_m = a$ herrscht, so haben wir durch Zerlegung $(\mathfrak{w}\mathfrak{k})^2 + \mathfrak{w}_t^2 = a$, so daß mit Rücksicht auf (6)

$$(\mathfrak{w}_{b_1}\mathfrak{k}) = \pm\sqrt{a_1 - \mathfrak{w}^2_{bt}}; \; (\mathfrak{w}_{b_2}\mathfrak{k}) = \pm\sqrt{a_2 - \mathfrak{w}^2_{bt}}, \qquad (7)$$

hier und im folgenden bei festgehaltener Richtung von $\mathfrak{k}$ alle Wurzelzeichen absolut genommen. Ueber eine der beiden Normalkomponenten $(\mathfrak{w}\mathfrak{k})$ kann man verfügen, also das $+$- oder $-$-Vorzeichen wählen, dann aber ist das Vorzeichen der anderen nach (4) bestimmt. Befassen wir uns zunächst mit der geführten Welle I. Art. Von den vier möglichen Vorzeichenverbindungen nach (7) läßt die Kohärenzgleichung $(4_1)$, wie gesagt, zwei offen, so daß

$$\frac{\sqrt{a_1 - \mathfrak{w}^2_{bt}}}{a_{e_1}} = \pm\frac{\sqrt{a_2 - \mathfrak{w}^2_{bt}}}{a_{e_2}} \qquad (4_1')$$

Bei festgehaltener Richtung von $\mathfrak{k}$ und bei gegebenem $\mathfrak{w}^2_{bt}$ bleibt also das Vorzeichen der Normalkomponente $(\mathfrak{w}_{b_1}\mathfrak{k})$ oder $(\mathfrak{w}_{b_2}\mathfrak{k})$ willkürlich, also verfügbar.

Anderseits, bei Einfall, zerlegen wir in allen drei Wellen den elektrischen Wellenvektor $\mathfrak{e}$ in

$$\mathfrak{e}_p = (\mathfrak{e}\mathfrak{k})\left\{\mathfrak{k} - \frac{(\mathfrak{w}\mathfrak{k})}{\mathfrak{w}_t^2}\cdot\mathfrak{w}_t\right\} \quad \text{und} \quad \mathfrak{e}_s = \frac{(\mathfrak{e}[\mathfrak{w}\mathfrak{k}])}{\mathfrak{w}_t^2}\cdot[\mathfrak{w}\mathfrak{k}]$$

d. h. in eine komplexe Komponente „parallel“ und eine komplexe Komponente „senkrecht“ zu der durch $(\mathfrak{k}; \mathfrak{w}_t)$ definierten komplexen „Einfallsebene“. Für die beiden, von der im Mittel (1) anlaufenden Welle $(\mathfrak{w}_a; \mathfrak{e}_a)$ ausgelösten Sekundärwellen $(\mathfrak{w}_r; \mathfrak{e}_r)$ und $(\mathfrak{w}_d; \mathfrak{e}_d)$ erhalten wir sodann die Bestimmungsstücke für die $P$-Komponenten

$$(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}) = \frac{a_{e_2}(\mathfrak{w}_a\mathfrak{k}) - a_{e_1}(\mathfrak{w}_d\mathfrak{k})}{N_e}\cdot(\mathfrak{e}_a\mathfrak{k}); \; (\mathfrak{e}_d\mathfrak{k}) = \frac{2\,a_{e_1}(\mathfrak{w}_a\mathfrak{k})}{N_e}\cdot(\mathfrak{e}_a\mathfrak{k}) \qquad (8_p)$$

$$\text{mit } N_e = a_{e_2}(\mathfrak{w}_a\mathfrak{k}) + a_{e_1}(\mathfrak{w}_d\mathfrak{k})$$

und für die $S$-Komponenten

$$\left.\begin{aligned} (\mathfrak{e}_r[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}]) &= -\frac{a_{m_2}(\mathfrak{w}_a\mathfrak{k}) - a_{m_1}(\mathfrak{w}_d\mathfrak{k})}{N_m}\cdot(\mathfrak{e}_a[\mathfrak{w}_a\mathfrak{k}]) \\ (\mathfrak{e}_d[\mathfrak{w}_d\mathfrak{k}]) &= -\frac{a_{m_2}\{(\mathfrak{w}_a\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_d\mathfrak{k})\}}{N_m}\cdot(\mathfrak{e}_a[\mathfrak{w}_a\mathfrak{k}]) \\ \text{mit } N_m &= -a_{m_2}(\mathfrak{w}_a\mathfrak{k}) - a_{m_1}(\mathfrak{w}_d\mathfrak{k}) \end{aligned}\right\} \qquad (8s)$$

In diesen eindeutigen Ausdrücken treten als Normalkomponenten der anlaufenden und gebrochenen Wellennormalenpaare die eindeutigen Werte

$$(\mathfrak{w}_a\mathfrak{k}) = +\sqrt{a_1 - \mathfrak{w}^2_{at}}\,; \; (\mathfrak{w}_d\mathfrak{k}) = +\sqrt{a_2 - \mathfrak{w}^2_{at}} \qquad (9)$$

auf. Die Zweideutigkeit der Kohärenzgleichung $(4_1')$ für die gebundene Welle erlaubt nun, daß man bei Sonderanlauf sie identifizieren kann mit der dann auftretenden unzweideutigen Bedingung: $N_e = 0$! Die Identität ist nach (8p) ereicht,


Digitized by Google

wenn wir über das Vorzeichen in ($4_1'$) so verfügen, daß

$$a_{e_2} \cdot \sqrt{a_1 - \mathfrak{w}_{at}^2} + a_{e_1} \sqrt{a_2 - \mathfrak{w}_{at}^2} = 0 \qquad (10)$$

Die Kohärenzgleichung ($4_1'$) der geführten Welle geht durch Quadrieren, wobei die Zweideutigkeit verloren geht, über in die Beziehung

$$\mathfrak{w}_{bt}^2 = \frac{a_1 \, a_{e_2}^2 - a_2 \, a_{e_1}^2}{a_{e_2}^2 - a_{e_1}^2} = \mathfrak{w}_{at}^2 \qquad (11)$$

im Falle $N_e = 0$, die wir die *Induktions-Bedingung* nennen. *Wenn nun die Welle* ($\mathfrak{w}_a$ ; $\mathfrak{e}_a$) *gerade so anläuft, daß in ihr* $\mathfrak{w}_{at}^2$ *die Gleichung* $N_e = 0$ *befriedigt, also Gleichung* (11) *erfüllt, dann ruft die anlaufende* $P$*-Komponente nicht eine rückgeworfene und eine gebrochene* $P$*-Komponente ins Leben,* — denn die Einfallformeln ($8\,p$) werden dann ja ungültig und somit der vorausgesetzte Ansatz hinfällig —, *sondern eine bestimmte gebundene* $P_{b_2}$*-Komponente als Ergänzung zur anlaufenden* $P_a$*-Komponente. Beide, fest verbunden miteinander durch die* $U$*-Fläche laufen gemeinsam als induzierte Welle I. Art längs* $U$ *und geführt von* $U$ *fort.* Die mitanlaufende $S$-Komponente dagegen spaltet sich in eine zurückgeworfene und in eine gebrochene freie Welle gemäß den Einfallformeln ($8_s$).

*Ich nenne den geschilderten und belegten Vorgang Wellen-Induktion, weil die Faradaysche Induktion, die bisher als ein Ur-Phänomen angesehen wird, in Wahrheit eben dieser Vorgang der Erzeugung gebundener elektrischer Wellen ist. Das gilt für jede elektrische Welle, mag sie erregt werden wie auch immer, mag sie im Laufe ihrer Ausbreitung sich gestaltet haben wie auch immer. Die drahtlose Telegraphie* führt uns in der Ausbreitung ihrer Wellen diesen Vorgang lediglich im Großen vor, wo die Wellenlänge klein ist gegen die Abmessung der Erde. Hier ist derselbe viel leichter zu durchschauen, wenn man einmal seine Notwendigkeit erkannt hat, als bei den üblichen Leiterschleifen, wo die Erscheinung durch die ungeheuer vielen mit- und gegenlaufenden geführten Wellen sich unter einem Wellenzustand verdeckt, der den Eindruck eines quasistationären Zustandes macht. Indirekte Wellen-Induktion kann es auf allen Gebieten der Physik geben, in der Elektromagnetik ist sie wegen der ganz ungeheuer großen Unterschiede in den tatsächlichen Leitfähigkeiten ungewöhnlich stark ausgeprägt.

*Daß* die indirekte Wellen-Induktion in der Elektromagnetik auftritt, lehrt für den Sehendgewordenen die Gesamtheit aller Erfahrungen, und zwar in so großem Umfange, daß die Grundgesetze des Feldes eben auf diesen „Induktions-Erfahrungen“ aufgebaut worden sind. Reine Reflexion und Brechung kennen wir dagegen bisher nur bei ungeheuer hohen Frequenzen. In der drahtlosen Telegraphie erbringen gerade die Wiederkehr-Wellen den unwiderlegbaren Beweis für die indirekte Wellen-Induktion, indem auch ohne Verbindung der Wellenquelle mit einem Leiter (Erde, *Heaviside*-Schicht) geführte, ja doppeltgeführte Wellen zustandekommen können.

In der induzierten $P$-Welle gilt weiter noch

$$(\mathfrak{w}_{b_1}\mathfrak{k}) = +(\mathfrak{w}_a\mathfrak{k}) = \frac{a_{e_1}}{a_{e_2}} (\mathfrak{w}_{b_2}\mathfrak{k}) \, ; \qquad (12)$$

$$(\mathfrak{e}_{b_1}\mathfrak{k}) = (\mathfrak{e}_a\mathfrak{k}) \, ; \; (\mathfrak{e}_{b_2}\mathfrak{k}) = \frac{a_{e_1}}{a_{e_2}} (\mathfrak{e}_a\mathfrak{k}) \, ; \qquad (13)$$

$$\mathfrak{e}_{b_2 t} = \mathfrak{e}_{b_1 t} = \mathfrak{e}_{at} = - \frac{(\mathfrak{w}_a\mathfrak{k})}{a_{e_1}} \cdot \frac{a_{e_1} (\mathfrak{e}_a\mathfrak{k})}{\mathfrak{w}_{at}^2} \cdot \mathfrak{w}_{at}. \qquad (14)$$

Führen wir die Induktions-Bedingung (11) in die spezifizierte Kohärenzgleichung (10) für die gebundene Welle ein, so erhalten wir die *Induktions-Vorbedingung*[19]) [20]).

$$a_{e_2} \cdot \sqrt{a_{e_1}^2} + a_{e_1} \cdot \sqrt{a_{e_2}^2} = 0, \qquad (15)$$

beide Wurzelzeichen wieder absolut genommen. *Nur wenn diese komplexe Vorbedingung, in der keines der beiden Mittel bevorzugt erscheint, erfüllt ist, ist indirekte Induktion einer gebundenen Planwelle I. Art möglich. Dagegen ist direkte Induktion immer möglich.*

Sind z. B. beide Mittel absolute Nichtleiter und beide mit positiver Dielektrizitätskonstante behaftet, dann ist eine indirekte Induktion I. Art unmöglich, mag die Welle eine ungedämpfte Phasenwelle ($\nu'' = 0$) oder eine phasenlose Welle ($\nu' = 0$) sein, obgleich geführte Wellen an einem solchen Mittelpaar möglich sind.

Bei der Erörterung der Induktions-Vorbedingung[15]), die nicht nur von den elektromagnetischen Eigenschaften beider Mittel, sondern auch von der Form der U-Fläche abhängt sowie, was zu betonen ist, von der Art der Wellenerregung in der Quelle, empfiehlt es sich zu setzen $a_e^2 = m$, so daß

$$\sqrt{a_e^2} = \sqrt{m} = \sqrt{\frac{1}{2}\{|m| + m'\}} + i \frac{m''}{|m''|} \sqrt{\frac{1}{2}\{|m| - m'\}}.$$

Die Kriterien werden sehr weitläufig, da noch hinzukommt, daß die $a_e'$ und $a_e''$, die neben den Eigenschaften des Mittels auch noch die Frequenz und Dämpfung der Quelle enthalten, alle Werte zwischen $-\infty$ und $+\infty$ annehmen können. Außerdem ist wohl zu beachten, daß (15) nur für Planwellen von elementarer Schwankungsform entwickelt worden ist. Hier spielt nun noch folgende *Eigentümlichkeit des Induktions-Vorganges* gegendem gewöhnlichen Einfall hinein[17]). Bei gewöhnlichem Einfall verschwindet die einfallende Welle aus der Welt in dem Maße, wie sie die $U$-Fläche erreicht. An ihre Stelle treten die rückgeworfene und die gebrochene Welle, als Abkömmlinge und Erben der Energie. Es findet keine Rückwirkung der $U$-Fläche auf die einfallende Welle statt. In einer Planwelle insbesondere ist die anlaufende Welle ($\mathfrak{W}_a$) gleich der von ferne einfallenden ($\mathfrak{W}_i$). Die Stärke der einfallenden Welle und ihr Bau bleiben erhalten. Bei Sonder-Einfall hingegen verschwindet die anlaufende Welle nicht; sie wird vielmehr zu einer Flanke der geführten Welle. Dadurch, daß sie an der $U$-Fläche nicht verschwindet, geht von $U$ eine Rückwirkung auf die einfallende Welle aus: diese wird abgewandelt.



verbogen, in dem Maße, wie sie der Führungsfläche folgt; wir sprechen daher in diesem Falle besser von einem Wellen-Anlauf mit Einlauf, im Gegensatz zu einem Einfall mit Rückwurf und Brechung. Von der Energie der einfallenden Welle ($\mathfrak{W}_i$) geht dabei ein Teil auf die sich entwickelnden induzierten Wellenflanken über, d. h. die Stärke der anlaufenden Welle ($\mathfrak{W}_a$) an $U$ würde längs $U$ abnehmen, wenn nicht auf der ganzen Breite Energie zugeschoben würde. Aus dieser Darlegung geht hervor, daß der Wellen-Einlauf in seiner ganzen Ausdehnung nicht ganz befriedigend durch Planwellen wiedergegeben werden kann, die ja nur im groben, wenn auch im wesentlichen, Wellen beschreiben. Zum mindesten ist die Rechen-Erleichterung $\mathfrak{w} = \text{const.}$ unbefriedigend. Gibt man diese Beschränkung auf, um auf die Feinheiten des Vorganges eingehen zu können, so tritt an die Stelle der Beziehung $\mathfrak{w}^2 = a$ die allgemeinere: $\mathfrak{w}^2 = a - i \operatorname{div} \mathfrak{w}$. Die oben entwickelten Formeln bleiben bestehen, man hat nur $a$ durch $b = a - i \operatorname{div} \mathfrak{w}$ zu ersetzen. Nunmehr ist oben also $b$ nicht mehr eine Konstante, sondern eine Größe, die auch von Lagerungsdichte der Wellenflächen sowie von ihrer mittleren Krümmung abhängt, was vor allem für die Induktions-Bedingung (11) von Bedeutung ist, während die Kohärenz-Gleichung (4) und somit die Induktions-Vorbedingung (15) davon unberührt bleibt.

Allgemein läßt sich sagen: Indirekte Induktion ist allemal möglich, wo ein Brewster-Effekt — Ausfall einer reflektierten elektrischen $P$-Komponente — nicht festzustellen ist. Denn für den Brewster-Effekt[11] [19] [20] gilt bei Planwellen die Vorbedingung

$$a_{e_2} \cdot \sqrt{a_{e_1}} - a_{e_1} \cdot \sqrt{a_{e_2}} = 0. \qquad (16)$$

In der Elektromagnetik kommt es, wie die Erfahrung lehrt, bei nicht ungeheuer großen Frequenzen, sehr leicht zu Induktionen; man kann sie bei mäßigen Frequenzen oder phasenlosen Erregungen nur sehr schwer vermeiden. Bei Anlauf der Welle von Luft gegen Metall muß derselbe fast streifend sein. Im übrigen ist in Hinblick auf (13) noch zu beachten, daß, auch wenn die Induktions-Möglichkeit (15) sowie die Induktions-Bedingung (11) erfüllt sind, dennoch keine Induktionswelle I. Art zustande kommt, wenn $\mathfrak{e}_a \mathfrak{k}) = 0$, die anlaufende elektrische Welle also keine $P$-Komponente hat.

Unter anderen Bedingungen, die aus ($8_s$) mit $N_m = 0$ und ($4_2$) herleitbar sind, ist auch durch Anlauf einer elektrischen $S$-Komponente die Induktion einer gebundenen Welle II. Art möglich, die aber nur bei ferromagnetischen Mitteln größere Bedeutung haben kann[19] [20] [23]. Die ensprechenden Formeln zeigen $a_e$ und $a_m$ vertauscht.

Mit beiden Arten von Induktionswellen sind im allgemeinen bewegende Kräfte verbunden[10]. Die induzierten Wellen sind nachweislich nicht-einfach, d. h. $\mathfrak{w}'_b$ und $\mathfrak{w}''_b$ liegen nicht einander parallel oder verschwinden nicht. Infolgedessen können auch die induzierenden Wellen, die anlaufenden, nicht einfach sein. Weiter gibt es deshalb unendlich viele Anlaufmöglichkeiten, die zur Induktion führen, da ja in der Induktions-Bedingung (11) der Winkel zwischen $\mathfrak{w}'_{at}$ und $\mathfrak{w}''_{at}$ beliebig vorgegeben sein kann. Dem kann man für ungedämpfte Wellen die Fassung geben: Die Induktionsmöglichkeit hängt auch von der Elliptizität des magnetischen Feldes in der anlaufenden Welle ab. Der Vorgang ist eindeutig, doch gibt es unendlich viele Eintritts-Möglichkeiten. Das ist ein das Verständnis erschwerender Unterschied gegenüber dem Einfall einer einfachen Welle, von dem man bisher in der Physik allein weiß. Nur in gewissen, idealisierten Fällen, die bisher aber allein behandelt und zu Unrecht verallgemeinert worden sind, kann man mit der Phasennormale allein operieren. Diese Fälle jedoch spielen bei der Induktion keine Rolle. Deshalb ist mein Nachweis[3] [4] [25] von so großer Wichtigkeit, daß es allgemein in einer wirklichen Welle eine Zweiheit von Wellenflächen geben muß, womit ein Verlöschungsfaktor $e^{\Phi''}$ verbunden ist. Auch bei unserem Sondereinfallproblem hat natürlich die ganze anlaufende Welle als vorgegeben zu gelten. Der Winkel zwischen $\mathfrak{w}'_{at}$ und $\mathfrak{w}''_{at}$ bestimmt sich von Ort zu Ort erst aus dem Gesamtvorgang von der Quelle bis über die Induktion hinaus, eine Riesenaufgabe, die nicht einmal grundsätzlich der hervorragendste Mathematiker von heute anzugreifen vermag.

Es sind auch mehrfache Induktionen an mehreren benachbarten $U$-Flächen möglich, so daß mehrfach geführte Wellen entstehen, die besonders dann sehr große Reichweiten erzielen können, wenn die $U$-Flächen einander parallel gelagert sind. Einen solchen Fall dürfte die wahrscheinlich vorhandene, leitende Heaviside-Schicht hoch in der Atmosphäre mit dem Erdboden hervorrufen; als Begleiterscheinung können dabei auch Gebiete verminderter Empfangsstärke auftreten. Wir haben dann sozusagen ein Lecher-System im großen. An ihm kommt es durch direkte (an der Erde) und indirekte (an der Heaviside-Schicht) Induktion zu einer doppelt-geführten Welle, wobei auch eine rückgeworfene und eine gebrochene Welle abgespalten werden können, nämlich wenn die anlaufende elektrische Welle eine $S$-Komponente enthält. Aber auch sonst noch gibt es zahlreiche $U$-Flächen in der Atmosphäre. Wahrscheinlich ist auf Induktion an solchen der häufig beobachtete „Schwund" beim Empfang zurückzuführen. Da Heaviside-Schicht und Erdboden nicht metallisch leiten, so kann die Geschwindigkeit der doppeltgeführten Induktionswelle erheblich abweichen von der Lichtgeschwindigkeit, sie ist auch eine andere als die der einfach geführten Welle am Erdboden oder die der einfach geführten Welle an der Heaviside-Schicht. Daher ist es abwegig den neuen Wiederkehr-Wellen Lichtgeschwindigkeit zuzuschreiben und aus der gemessenen Laufzeit auf die Weglänge und aus ihr auf die Höhe der Heaviside-Schicht zu schließen[29] [30]. Schließlich ist noch zu erwähnen, daß die Feststellung von Wiederkehr-Wellen den Beweis für die Nichteinfachheit der Wellen der drahtlosen Telegraphie mit sich führt.

Unstetigkeitsflächen sind nützliche, ja notwendige Abstraktionen zwecks Vereinfachung der Rechnung. In der Natur aber liegen stets Schichten vor, wenn auch meist mit sehr stark veränderlichen Eigenschaften. Berücksichtigen wir ferner die Inhomogenität der Luft infolge der Schwere und ihre Ionisation, so erfährt die Welle im Zwischenmittel eine zusätz-

Digitized by Google

liche lokale Krümmung, konvex oder konkav, je nachdem die zusätzlichen scheinbaren Erregungsbeiwerte und die Leitfähigkeit nach oben oder nach unten zunehmen. Von diesen sekundären Annäherungen an die Wirklichkeit sieht man am besten ab, wenn man lediglich das Wesen des Ausbreitungsvorganges in der drahtlosen Telegraphie erfassen will.

Auch für einen Fall elastischer indirekter Induktion habe ich bereits den Beweis erbracht[27]. Ich hoffe nun deutlich gemacht zu haben, daß die Wellen-Induktion, die direkte sowohl wie die indirekte, ein Ur-Phänomen an Unstetigkeitsflächen ist von genau der gleichen wellenkinematischen Notwendigkeit wie die Rückwerfung und Brechung einer Welle[21]. Jede Wasserfläche, gegen die eine veränderliche Luftbewegung einfällt, zeigt in den entstehenden Wellen anschaulich die indirekte Induktion. Freilich, wer nur Feldgleichungen und Grenzbedingungen kennt, dem bleibt die Induktion verborgen. Und wenn man ihn auf diesen Vorgang in der Natur stößt, so bleibt er ihm als Wellen-Vorgang unerklärlich. Man muß zum Verständnis erkannt haben: 1. daß die bisher angenommene Wellenflächen-Lagerungsdichte nicht die wahre grad $\Phi = \mathfrak{w}$ ist; 2. daß es nicht-einfache Wellen gibt, d. h. Ausbreitungsformen mit zwei wandernden Größen, also mit unstarr sich verschiebendem Wellenbilde; 3. daß es geführte Wellen gibt, im Gegensatz zu den frei sich ausbreitenden; 4. daß es in geführten Wellen eine mehrdeutige Existenz-Bedingung gibt, der mehrfache Bauformen entsprechen. Die Wiederkehr-Wellen liefern einen Beweis im großen für die wahre Theorie der Wellen-Induktion.

**Zusammenfassung.**

Die Entdeckung der Wiederkehr-Wellen (Quäck 1926) lehrt, daß die drahtlosen Wellen in Wahrheit Drahtwellen sind, d. h. geführte Wellen. Das ist eine Ausbreitung flächiger Art, bei der eine Unstetigkeitsfläche als Führungsfläche dient und der Welle eine bestimmte Geschwindigkeit und Verlöschung aufdrückt. Die Theorie dieser Wellen konnte bisher nicht aufgestellt werden, weil ein allgemeines Wellen-Prinzip, das Interferenz-Prinzip, bisher seinen mathematischen Ausdruck nicht gefunden hatte. Hat man mit ihm das Gleichungssystem der Welle ermittelt, so hat man die geführte Welle an der Grenze zweier Mittel aus je zwei Wellenflanken zusammenzusetzen, die durch die Einführung der Wellenkohärenz-Bedingung auf ihrem Verlaufe längs U. zusammengehalten werden. Sodann erst sind die physikalischen Grenzbedingungen einzuführen. Auf diesem annahmenfreien Wege gelangt man zu charakteristischen Sätzen, von denen fünf angeführt werden. — Die direkte und die indirekte Entstehungsweise dieser gebundenen Wellen nennt Verf. Wellen-Induktion. Die indirekte kommt durch Sonder-Einfall einer nicht-einfachen Welle gegen eine $U$-fläche zustande, indem dann eine Vorbedingung erfüllt ist, die sich auf die Eigenschaften des Mittelpaares, die Form der $U$-Fläche und die Art der Wellen-Erregung bezieht. Von Wichtigkeit ist ferner, daß diese Wellen nicht-einfach sind. Im allgemeinen gibt es nämlich in einer Welle eine Zweiheit von Wellenflächen: die der Phase und die der Verlöschung, die beide sich unter einem beliebigen Winkel schneiden können. Nunmehr wird verständlich, daß auch — entsprechend der Erfahrung —, wenn der Sender nicht geerdet ist, dennoch, mittelbar, durch indirekte Induktion an der Erde geführte Wellen mit der auffallend großen Reichweite zustandekommen. Und gibt es eine Heaviside-Schicht in der Atmosphäre, so kann sich, ebenfalls durch indirekte Induktion, an ihr und an der Erde sogar eine doppeltgeführte Welle ausbilden.

Literatur.

1) K. Uller, Beiträge zur Theorie der elm. Strahlung, Diss. Rostock S. 61, 67, 71, 1903.
2) —, Die Mitwirkung der Erde und die Bedeutung der Erdung, Jahrbuch der drahtl. Telegraphie 2, S. 8, 1908/09.
3) —, Die kinematische, die physikalische Welle, Ebenda 8, S. 438, 1914.
4) —, Eine Wellenstudie, Elster-Geitel-Festschrift 1915, S. 521.
5) —, Zurückwerfung und Brechung elastischer Wellen, Verhdlg. d. D. Phys. Ges. 16, S. 835, 1914.
6) —, Desgl. für elektromagnetische Wellen; Ebenda 16, S. 875, 1914.
7) —, Desgl. an natürlich-drehenden Körpern; Ebenda 16, S. 926, 1914,
8) —, Desgl. an magnetisch-aktiven Körpern; Ebenda 16, S. 997, 1914.
9) —, Desgl. an kristallinischen Körpern; Ebenda 17, S. 20, 1915.
10) —, Die Spannungen im elm. Felde; Phys. Zeitschrift 16, S. 376, 1915.
11) —, Die Gültigkeitsbedingungen des Brewsterschen Gesetzes; Ebenda 17, S. 13, 1916.
12) —, Das Interferenz-Prinzip; Ebenda 18, S. 101, 1917.
13) —, Elastische Oberflächen-Planwellen; Annalen der Physik 56, S. 463, 1918.
14) —, Die elektromagnetische Zweimittel-Planwelle; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 15, S. 123, 1919.
15) —, Einige Sätze aus der Theorie der gebundenen elm. Wellen; Zeitschrift f. Physik 3, S. 361, 1920.
16) —, Doppler-Effekt an bewegter Unstetigkeitsfläche, Ebenda 4, S. 109, 1921.
17) —, Die elektromagnetische Wellen-Induktion I; Ebenda 8, S. 89, 1921.
18) —, Desgleichen II, Ebenda 8, S. 193, 1922.
19) —, Desgleichen III, Vortrag, Hessengau d. D. Phys. Ges. Gießen 1922.
20) —, Die elm. Induktions-Vorbedingungen; Verhdlg. d. D. Phys. Ges. 1922, S. 51.
21) —, Ueber die Verzerrungswellen-Induktion; Ebenda, S. 8, 1922.
22) —, Die Verzerrungswellen in schweren Mitteln, Zeitschr. f. angewandte Math. u. Mech. 6, S. 106, 1926.
23) —, Hysterese und Reversibilität; Zeitschr. f. Physik 38, S. 72, 1926.
24) —, Die geführten Schwerewellen an der Grenze zweier fließenden Mittel; Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 7, S. 129, 1927.
25) —, Die Entwicklung des Wellen-Begriffes I, Gerlands Beiträge zur Geophysik 18, S. 398, 1927.
26) —, Analyse der Planwelle von elementarer Schwankungsform sowie ihre Verwendung zur angenäherten Wiedergabe einer allgemeineren Wellenform; Ebenda 20, S. 123, 1928.
27) —, Wellen-Induktion; Ebenda 19, S. 134, 1928.
28) —, Die mehrfachgeführten Wellen in mehreren fließenden Mitteln; Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 8, S. 283, 1928.
29) E. Quäck, Mit Kurzwellen rund um die Erde; Jahrb. f. drahtl. Telegraphie 28, S. 177, 1926.
30) K. W. Wagner; Ueber die Ausbreitung kurzer elektrischer Wellen rund um die Erde; Sitz. Ber. d. Berl. Akad. Phys.-Math. Klasse 16/12, 1926; 21/7, 1927.
31) F. Kiebitz, Ueber die Ausbreitung elektrischer Wellen an der Erdoberfläche; Telegr. u. Fernsprech-Technik 15, S. 207, 1926.

(Eingegangen am 11. Mai 1928.)

Digitized by Google

# Untersuchungen über die Ausbreitungsvorgänge ultrakurzer Wellen.

Von **F. Gerth** und **W. Scheppmann.**

Aus den Laboratorien der C. Lorenz - Aktiengesellschaft, Berlin-Tempelhof.

**Inhaltsübersicht.**



Aus den bisherigen Reichweitenversuchen mit ultrakurzen Wellen, d. h. mit Wellen unterhalb 10 m, schien hervorzugehen, daß diese Wellen in bezug auf die Ausbreitung im Raum sich wesentlich anders verhalten, als die für den Nachrichtenverkehr auf größere Entfernungen immer mehr und mehr verwendeten Kurzwellen oberhalb 10 m.

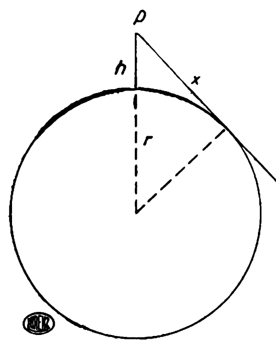



Bild 1.
Darstellung der Reichweite $x$ bei Senderhöhe $h$.

Versuche mit Wellen unter 10 m wurden in Deutschland vor allem auch am Institut für technische Physik der Universität Jena von Prof. Esau und seinen Schülern ausgeführt.

Die nachstehend beschriebenen Versuche sind in direkter Zusammenarbeit mit Prof. Esau und teils auf dessen Anregung, teils auf die von W. Hahnemann unternommen worden. Sie wurden durch die Laboratorien der C. Lorenz - Aktiengesellschaft, Berlin-Tempelhof, ausgeführt, und zwar im wesentlichen unter Mitwirkung der Herren Karplus, Dr. Gresky, Dr. Hornung von der Firma C. Lorenz-Aktiengesellschaft und Dr. Busse von der Universität Jena.

Schon bei früheren Reichweitenversuchen mit Wellen von 3 bis 4 m hatte sich herausgestellt, daß die Reichweiten mit der Höhe des Senders bzw. des Empfängers über dem Erdboden zunahmen, und zwar derart, daß die Annahme aufgestellt wurde, für die Reichweiten sei in der Hauptsache die direkte und nicht die dem Erdboden entlanggehende Strahlung maßgebend.

Um diese Annahme, auf deren praktische Bedeutung am Schluß hingewiesen ist, zu prüfen, wurden die nachstehenden Versuchsreihen ausgeführt, bei welchen der Sender oder der Empfänger oder beide sich an erhöhten Punkten befanden.

## Theorie.

Geht man von der Annahme aus, daß die Reichweiten in der Hauptsache durch den direkten Strahl zwischen Sender und Empfänger begrenzt sind, so erhält man die größtmögliche Reichweite sehr leicht nach folgender Ueberlegung.

Stellt in Bild 1 der Kreis die als Kugel gedachte Erde mit dem Radius $r$ dar und $h$ die Höhe des Senders über der Erdoberfläche, so geben die Mantellinien des von dem Punkte $P$ an die Kugel gelegten Tangentialkegels die äußerste Grenze an, für die noch direkte Strahlung von $P$ aus möglich ist. Die Länge dieser Tangenten beträgt $x = \sqrt{2rh - h^2}$ oder, da $h^2$ gegen $2rh$ zu vernachlässigen ist, $x = \sqrt{2rh}$. Die Reichweite ist somit proportional der Quadratwurzel aus der Höhe und da $r \cong 6{,}4 \cdot 10^6$ m ist, $x = 3550 \sqrt{h_{(m)}} = 3{,}55$ km $\sqrt{h_{(m)}}$.

Bild 2 zeigt die Abhängigkeit der Reichweiten der direkten Strahlung von der Höhe des Senders über der Erdoberfläche. Befindet sich auch der Empfänger am erhöhten Punkt und bezeichnet man die Höhe des Senders über der Erdoberfläche mit $h_1$ und die des Empfängers mit $h_2$, so erhält man als größte Reichweite der direkten Strahlung $x = \sqrt{2r}\,(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$ oder $x = 3550\,(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$ in $m$.

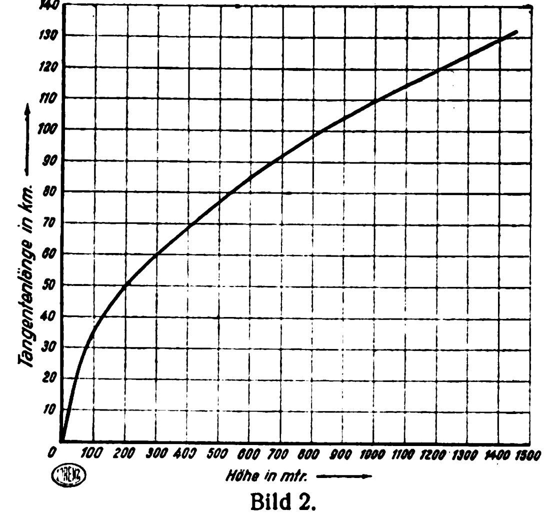



Bild 2.
Abhängigkeit der Reichweite der direkten Strahlung von der Höhe des Senders über den Erdboden.

Man kann demnach für diesen Fall die Reichweite aus Bild 2 ablesen, indem man einfach die Reichweite für die beiden Höhen addiert. Gleichzeitige Erhöhung von Sender und Empfänger über dem Erdboden bedeutet also eine Vergrößerung der Reichweite.

Innerhalb dieses Tangentialkegels wird die Strahlungsenergie einem quadratischen Abnahmegesetz folgen, während über diesen Kegel hinaus nur Beugung stattfinden kann, wobei die Energie bei Vergrößerung des Abstandes vom Sender und Empfänger viel rascher als vorher abklingen wird.

Ebenso ist anzunehmen, daß die Energie im Schatten eines zwischen Sender und Empfänger be-

Digitized by Google

findlichen und zur Wellenlänge großen Hindernisses, da sie nur durch Beugung in diesen Schatten gelangen kann, nur ein Bruchteil der Energie der direkten Strahlung sein wird.

Teil durch Kabel verbundenen Hochfrequenzteile beider Geräte erkennen. Der Sender war für Telephonie und tönende Telegraphie eingerichtet.

Bild 4a zeigt den Hochfrequenzteil des Senders,

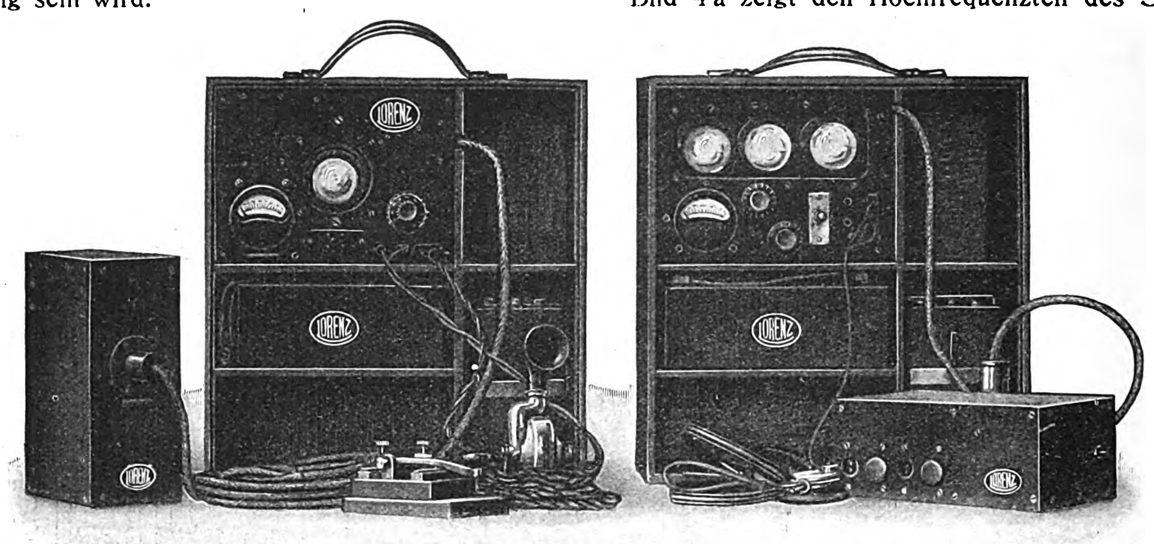


Bild 3.
Sende- und Empfangsgerät.

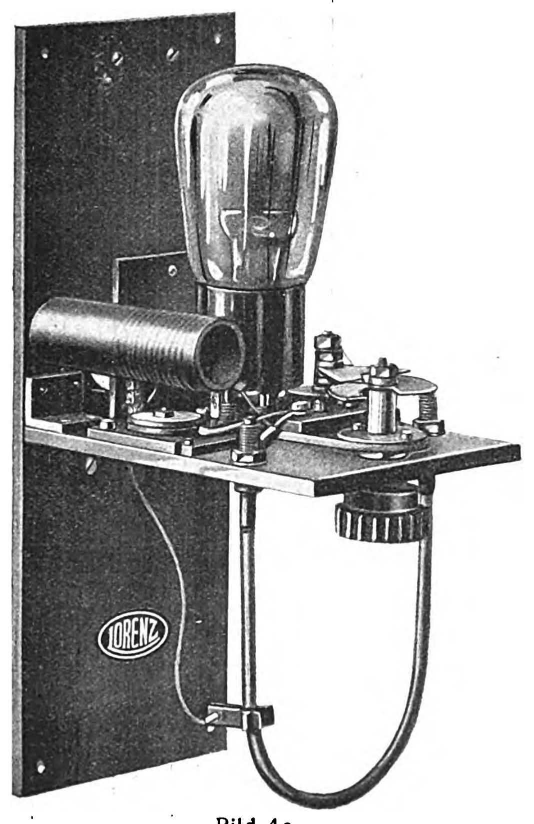


Bild 4a.
Hochfrequenzteil des Senders.

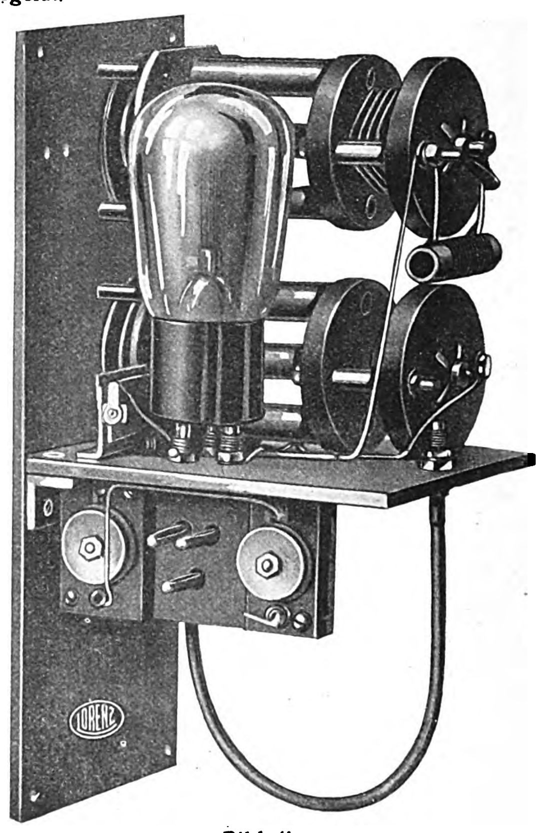


Bild 4b.
Hochfrequenzteil des Empfängers.

die Röhre mit dem zwischen Anode und Gitter liegenden Schwingungskreis. Die Schwingungsleistung des Senders betrug ungefähr 1—2 Watt. Der Empfänger enthielt Superregeneration und zweifache Niederfrequenzverstärkung. Bild 4b stellt den Hochfrequenzteil des Empfängers dar.

Für die Versuche stand durch die dankenswerte Vermittelung Dr. Heraths vom Reichsverkehrsministerium ein Junkers-Kabinen-Flugzeug der Type F. 13 zur Verfügung. Der Hochfrequenzteil des

## I. Reichweitenversuche mit der 3-m-Welle im Flugzeug.

Die für die Versuche verwendeten Geräte waren so gebaut worden, daß der Hochfrequenzteil von dem übrigen Teil des Gerätes getrennt aufgestellt werden konnte und mit diesem durch ein gepanzertes Kabel verbunden war.

Bild 3 stellt das Gesamtbild von Sender und Empfänger dar. Man kann deutlich die mit dem übrigen

Digitized by Google

Senders wurde außerhalb des Flugzeuges unter dem Rumpf gefedert angebracht, der Empfänger stand vollkommen innerhalb der Kabine, wobei die Hochfrequenzteile gefedert direkt an einem Fenster standen. Bei den Versuchen wurde an sämtlichen Geräten, sowohl im Flugzeug als auch am Boden, ohne jede Antenne gearbeitet.

Die ersten Versuche wurden so ausgeführt, daß im Flugzeug nur gesendet und an einer Bodenstation empfangen wurde. Zunächst wurde die Reichweite festgestellt, wenn das Flugzeug in 1000 m Höhe flog. Die Lautstärke betrug dabei bis zu einer Entfernung von ungefähr 30 km $r$ 8—10 und nahm von da an allmählich ab, bis in 50 km Entfernung der Empfang vollständig ausblieb. In Entfernungen bis ungefähr 10 km war die Empfangslautstärke gleich stark, wenn das Flugzeug in Höhen von 100 bis 1200 m flog. Unter 100 m nahm die Lautstärke ab und unter 30 m setzte der Empfang schon in ungefähr 5 km Entfernung vollständig aus.

Der Empfang im Flugzeug war das schwierigere Problem, da man den Empfänger nicht in gleicher Weise wie den Sender außerhalb des Flugzeuges anbringen konnte, da Abstimmung und Rückkopplung bedient werden mußte.

Außerdem störte das Zündgeräusch des Motors, das beim Anlaufen desselben als ein starkes knackendes Geräusch auftrat, so daß ein Empfang ganz unmöglich schien. Bei Vollgas wurde jedoch die Störung des Zündgeräusches ganz erheblich leiser und trat nicht mehr störend in Erscheinung.

In 100 m Höhe wurden die ersten Telegraphiezeichen aufgenommen. Die Lautstärke betrug ungefähr $r$ 4—6. Es konnte bis auf eine Entfernung von ungefähr 10 km gehört werden. Dieses Ergebnis deckt sich mit denjenigen Versuchen, bei denen der Hochfrequenzteil des Senders innerhalb der Kabine stand. Manchmal blieb schon innerhalb dieser Reichweite der Empfang aus. Offenbar schirmte dabei das Flugzeug in irgendeiner Stellung den Empfänger gegen den Sender ab. Beim Landen des Flugzeuges konnte bis auf eine Höhe von ungefähr 30 m gehört werden, und zwar nahm die Lautstärke von 100 m an gleichmäßig ab.

Bei sämtlichen bisher geschilderten Versuchen war innerhalb der Reichweitengrenzen Telephonie und Telegraphie gleich gut aufnehmbar.

Die Energie des Bodensenders betrug bei diesen Versuchen ebenfalls 1—2 Watt.

Da die bei den Empfangsversuchen im Flugzeug erzielten geringen Reichweiten ihren Grund in der starken Absorption der metallischen Flugzeugteile hatte, mußte eine Verstärkung der Senderenergie des Bodensenders wesentlich größere Reichweiten ergeben.

Infolgedessen wurden weitere Versuchsflüge unternommen, bei denen auf einem erhöhten Punkt, und zwar auf dem Fuchsturm bei Jena, ein Sender von ungefähr 70 Watt Strahlungsleistung, der auf einen abgestimmten Dipol arbeitete, aufgestellt wurde.

Es wurde während eines Fluges von Berlin nach Nürnberg und in umgekehrter Richtung von Nürnberg nach Berlin empfangen.

Bild 5 gibt ein anschauliches Bild von diesen Empfangsversuchen. Der Sender wurde zuerst in einer Entfernung von 45 km und in einer Höhe von 600 m gehört. Der Empfang begann mit einer Lautstärke von $r$ 4—5 und steigerte sich bald auf $r$ 9—10, während dieser Zeit stieg das Flugzeug noch auf 1000 m Höhe. Beim Weiterfliegen blieb die Lautstärke innerhalb der Entfernung von 50—80 km nahezu konstant; von da an nahm sie stark ab, bis in ungefähr 100 km Entfernung der Empfang vollständig aussetzte. Auf dem Rückflug wurde der Sender zuerst in 40 km Entfernung bei etwa 500 m Höhe gehört. Anfangs nahm die Lautstärke auch wieder stark zu, bis beim Weiterfliegen in ungefähr 90 km Entfernung wieder kein Empfang mehr möglich war. Die Flughöhe betrug dabei allerdings nur noch 350 m. Wahrscheinlich ist dadurch die geringere Reichweite beim Rückflug zu erklären.

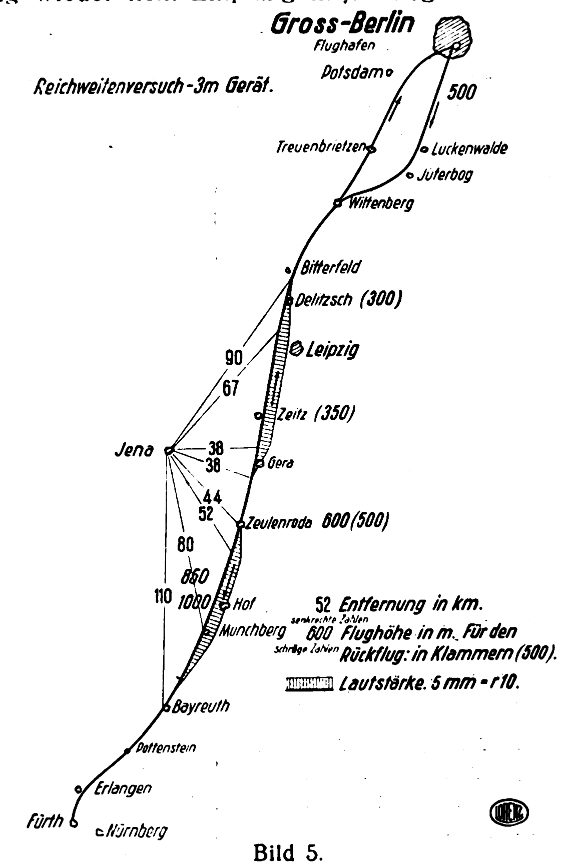



Bild 5.
Flugstrecke und Angabe der Reichweiten und des Verlaufes der Empfangslautstärken.

Dazu ist noch zu bemerken, daß der Empfang im Flugzeug immer erst einsetzte, wenn es sich seitlich von der Sendestation befand und am besten wurde, wenn es von der Station wegflog.

Es ist möglich, daß diese Erscheinung auf einer Abschirmung durch die Tragflächen des Flugzeuges beruht, die sich unterhalb vor der Kabine befinden, in der der Empfänger stand, so daß sie zwischen Sender und Empfänger lagen, wenn das Flugzeug auf die Sendestation zufliegt.

Vergleicht man die Ergebnisse der Flugzeugversuche mit der obigen Theorie, so findet man, daß sie dieser im allgemeinen entsprechen, insbesondere scheint die rasche Abnahme der Lautstärke von der Erreichung einer bestimmten Minimalhöhe des Flugzeuges gegenüber dem Erdboden für die Theorie zu sprechen. Durch die wechselnden Abschirmungsverhältnisse infolge der verschiedenen Stellung des Senders zum Flugzeug schälen sich allerdings die

Digitized by Google

nach der vorstehenden Theorie zu erwartenden Reichweitengrenzen nicht klar heraus, so daß noch weitere Versuchsreihen unternommen werden mußten.

### II. Reichweitenversuche vom Brocken.

Es wurde ein Sender größerer Leistung auf dem Gipfel des Brockens in einer Höhe von 1140 m über Meereshöhe aufgestellt. Zum Empfang wurde das vom Brocken nordöstlich gelegene Gelände (ca. 150 m Meereshöhe) gewählt, das ziemlich eben und von dem aus direkte Sicht zum Brocken möglich ist. Die zu erwartende Reichweite für direkte Strahlung wäre also ca. 110 km.

Der Sender, der in Bild 6 wiedergegeben ist, besaß eine Telefunkenröhre Type RS 229 g, die mit einer 500-periodigen Anoden-Wechselspannung von ungefähr 2000 Volt betrieben wurde. Die Welle des

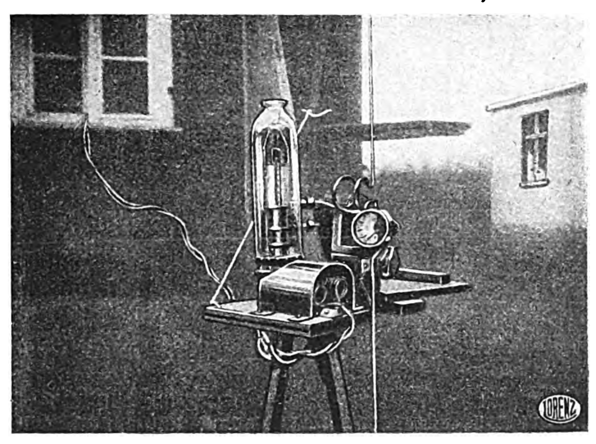



Bild 6.
Hochfrequenzteil des Senders auf dem Brocken.

Senders betrug 3,20 m. Der Sender arbeitete auf einem abgestimmten Vertikaldipol von der Länge 1,6 m. Der Empfänger war der gleiche, wie der bei den Flugzeugversuchen verwendete, war also mit Superregeneration und zweifacher Niederfrequenzverstärkung ausgerüstet.

Es wurde entweder ohne Antenne oder mit einer Horizontal-Antenne von etwa 2½ m Länge oder mit einer Hochantenne von ungefähr 8 m Länge empfangen.

Der Sender wurde zunächst in unmittelbarer Nähe des Erdbodens auf dem Gipfel des Brockens aufgestellt. Es ergab sich dabei eine Reichweitengrenze in den verschiedenen Richtungen zwischen 76 und 100 km, und zwar blieb bei allen Versuchen die Empfangslautstärke bis zu einer gewissen Entfernung fast konstant und nahm über diesen Punkt hinaus sehr schnell bis auf Null ab.

Die Breite dieses Gebietes der schnellen Lautstärke-Abnahme schwankte zwischen 6 und 15 km. Offenbar gelangt in dieses Gebiet nicht mehr die direkte, sondern nur die abgebeugte Strahlung.

Die in den verschiedenen Richtungen etwas verschiedenen Reichweiten werden ihren Grund in den verschiedenen Höhenlagen der Empfangsorte und in der welligen Natur des Zwischengeländes haben.

Zur weiteren Nachprüfung der Theorie wurde in einer Versuchsreihe die Sendeenergie stufenweise im Verhältnis von ungefähr 80 : 1 geändert. Dabei stellte es sich heraus, daß bis zu einer Grenze von 79 km sämtliche Energiestufen, allerdings mit verschiedener Lautstärke, noch gut empfangen werden konnten. Von da an nahm die Lautstärke rasch ab und in 85 km Entfernung war nur noch die größte Energie aufnehmbar. Dieser außerordentlich instruktive Versuch, bei dem die Reichweite des Senders sich trotz einer Energieveränderung von 1 : 80 nur unwesentlich verschiebt, zeigt sehr deutlich, daß die Reichweite in der Hauptsache auf den direkten Strahl beschränkt ist, und daß die Unterchiede der Reichweiten nur dadurch zustande kommen, daß im Gebiet der abgebeugten Strahlung die geringe Energie schneller auf den Reizschwellwert des Empfängrs abklingt, als die größere.

Die nächsten Versuche wurden so ausgeführt, daß der Sender auf dem Turm des Brockengipfels (ungefähr 1160 m ü. d. M.) aufgestellt wurde. Die Reichweite steigerte sich in einer Richtung, in der sie bei dem vorhergehenden Versuche 95 km betrug, um etwa 20 km auf etwa 115 km.

Bei Verwendung von Empfangsantennen war im Gebiet der direkten Strahlung kein merklicher Unterschied der Lautstärke gegenüber einem Empfang ohne Antenne vorhanden. Im Beugungsgebiet konnte dagegen die Reichweite durch Verwendung einer Empfangsantenne um einige Kilometer erhöht werden; so lag bei den zuletzt beschriebenen Versuchen die Grenze des Gebietes der direkten Strahlung bei 107 km. Die Grenze des Empfanges war in der Beugungszone ohne Antenne 115 km und mit einer 8 m langen Hochantenne 120 km.

Vergeicht man die so gefundenen Ergebnisse mit der obigen Theorie, so ergibt sich volle Uebereinstimmung. Für eine relative Höhe des Brockens über der Umgebung des Empfangsgeländes, von etwa 1000 m, ergibt sich aus Bild 2 als Grenze für das Gebiet der direkten Strahlung $x = 110$ km.

Man ersieht daraus, daß die bei den letzten Versuchen erzielten Reichweiten direkter Strahlung, bei denen der Sender in einer Höhe von mehreren Wellenlängen über der unmittelbar benachbarten Umgebung steht und also offenbar ungestört in den Raum ausstrahlt, in verhältnismäßig guter Uebereinstimmung mit der Theorie sind. Befand sich der Sender in unmittelbarer Nähe des Erdbodens, so war die Reichweite geringer, als nach der Theorie zu erwarten ist. Dieser Unterschied findet vielleicht seine Erklärung darin, daß infolge der großen Erdbodennähe eine Strahlungsbeeinflussung eintritt, die dieselbe Wirkung hat, als ob der Ausstrahlungspunkt um einen bestimmten Betrag nach unten zu verschoben wird.

Zur weiteren Nachprüfung der Theorie wurde eine zweite Versuchsserie ausgeführt, wobei sich der Sender in ungefähr halber Höhe des Brockens befand, und zwar wurde er auf dem Armleutberg bei Wernigerode in ungefähr 500 m über Meereshöhe, also etwa 350 m über der Umgebung aufgestellt, und zwar von vornherein auf einem ungefähr 16 m hohen Turm, um störende Einflüsse durch den Erdboden auszuschließen. Die Empfangsversuche wurden in der Richtung Braunschweig—Celle ausgeführt, nach der vom Sender aus direkte Sicht herrscht. Bis zu einer Entfernung von ungefähr 66 km war keine merkliche Abnahme der Lautstärke vorhanden. Von da ab ging die Lautstärke stark zurück, bis in ungefähr 77 km Entfernung der Empfang aussetzte.


Digitized by Google

Der Empfang war ohne und mit Empfangsantenne ziemlich gleichwertig. Während noch bis 76 km Entfernung bei Fortlassung der Sendeantenne und verminderter Energie eine Lautstärke von *r* 1 zu hören war, war bei 77 km Entfernung mit Senderantenne und größter Senderleistung der Sender bereits nicht mehr zu hören.

Vergleicht man diese Empfangsergebnisse mit denen nach der Theorie zu erwartenden, so erhält man für eine durchschnittliche Höhe des Senders von 350 m über dem Versuchsgelände aus Bild 2 eine Reichweite von ungefähr 67 km. Nach den Messungen beträgt das Gebiet der direkten Strahlung 66 km, das Gebiet der abgebeugten Strahlung 11 km. Die Uebereinstimmung mit der Theorie erwies sich somit auch bei diesen Versuchen als sehr gut und gibt eine weitere Bestätigung für dieselbe.

Zusammenfassung:

Aus früheren Versuchen entstand die Annahme, daß die Wellen unter 10 m dem Gesetz der Lichtausbreitung folgen, es wurden daher die in dieser Arbeit beschriebenen Versuche zwischen Flugzeug und Erdboden und zwischen Brockengipfel und Umgebung ausgeführt, um diese Annahme zu prüfen. Die Resultate der Versuche bestätigen sie.

Diese Wellen werden wie das Licht durch dazwischenliegende gegen ihre Wellenlänge große Hindernisse abgeschirmt und nur ein geringfügiger Betrag der Amplitude wird in den Schattenkegel hineingebeugt. Die Amplitude nimmt im Gebiet der direkten Strahlung voraussichtlich quadratisch, darüber hinaus sehr rasch ab. Im Gegensatz zu den Wellen über 10 m wurden Fading-Erscheinungen bisher noch nicht beobachtet, offenbar liegt also keine Rückstrahlung oberer Schichten der Atmosphäre vor.

Vom sichtbaren Licht unterscheiden sie sich für die Praxis vorteilhaft insofern, als sie durch dazwischen liegenden Nebel in ihrer Reichweite nicht beeinflußt werden und die ihre Ausbreitung hindernden Schattenkörper sehr viel größer sein können als beim Licht. In den ultrakurzen Wellen ($< 10$ m) steht somit ein Nahverkehrsmittel von außerordentlicher Bedeutung zur Verfügung, dessen Wert vor allem darin liegt, daß die Reichweite bestimmt begrenzt ist und über eine gewisse Entfernung mit Sicherheit nicht hinausgeht, daß zur Ueberbrückung dieser Entfernung nur sehr geringe Energie erforderlich ist, und daß im Gegensatz zu den Lichtwellen Rauch und Nebel ohne merkbare Amplitudenschwächung durchdrungen werden kann. Ferner ist eine Zusammenfassung des Strahles unter Benutzung von verhältnismäßig kleinen Spiegeln leicht möglich.

Diese Wellen bringen also für viele Anwendungsgebiete gegenüber den elektrischen Wellen größerer Dimensionen die Vorteile der Optik, ohne einige wesentliche Nachteile derselben zu besitzen.

(Eingegangen am 16. November 1928.)

# Zusammenfassender Bericht. Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren.

Von **H. E. Hollmann.**

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.

**Inhaltsübersicht.**



---

Die Erzeugung gedämpfter elektrischer Wellen in der Größenordnung von Dezimetern und Zentimetern ist verhältnismäßig einfach, arbeitete doch schon Heinrich Hertz[1]) mit Wellen von etwa einem halben Meter Länge. Seitdem ist es einer großen Zahl von Forschern gelungen, den Frequenzbereich des Hertzschen Funkenoszillators durch Verringerung seiner Abmessungen stetig zu erhöhen (Righi[2]); Lebedew[3]); Lampa[4]); Möbius[5]), wobei der von Nicols und Tear[6]) hergestellte Oszillator mit


Digitized by Google

einer Grundwelle von 1,8 mm wohl das kleinste, mechanisch noch herstellbare Schwingungssystem darstellt. Die höchsten Frequenzen ergab der „Massenstrahler“ von Arkadiewa[7]), der mit einer kürzesten Welle von 0,13 mm bereits weit in das Gebiet der langwelligen Wärmestrahlen hineinreicht.

Leider ist die Energie der mit Funken erzeugten kurzwelligen Schwingungen äußerst gering, und für physikalische Untersuchungen, wie z. B. Dispersions- und Absorptionsmessungen, macht sie ihre

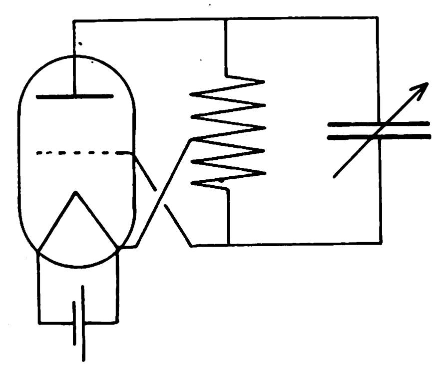


Bild 1.
Dreipunktschaltung.

starke Dämpfung fast unbrauchbar. Seit der Entwickelung der Elektronenröhre ist es daher das Bestreben gewesen, den Frequenzbereich der ungedämpften Schwingungen, wie sie die Röhre zu erzeugen gestattet, nach oben auszudehnen. Dabei treten jedoch erhebliche Schwierigkeiten auf, infolge deren bis heute die mit Funkenoszillatoren erzeugten Frequenzen auch nicht annähernd erreicht worden sind.

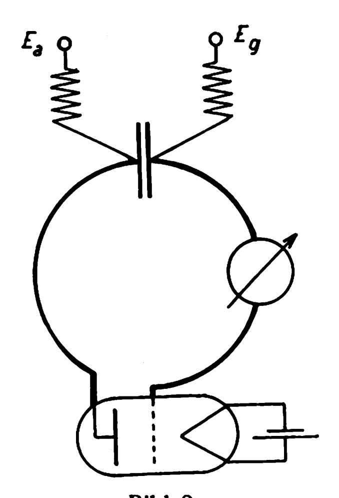



Bild 2.
Kurzwellenoszillator von Gutton und Touly.

### I. Schwingungserzeugung durch Rückkopplung.

Zunächst liegt es nahe, die Arbeitsweise der Elektronenröhre, wie sie im Bereich längerer Wellen Anwendung findet, auch für die Erzeugung höchster Frequenzen beizubehalten, indem lediglich die Eigenfrequenz der Schwingungskreise durch Verringerung ihrer äußeren Abmessungen erhöht wird. Dabei müssen alle nicht unumgänglich nötigen Schaltelemente, welche die Frequenz herabsetzen könnten, vermieden werden, und daher sind Anordnungen mit zusätzlichen Rückkoppelorganen, seien sie induktiver oder kapazitiver Art, wenig geeignet. Aus diesem Grunde wurden die kürzesten Wellen in der Schaltung des Bildes 1 erhalten, bei dem die auf das Gitter zurückgeführte Rückkoppelspannung unmittelbar an der Induktivität des Schwingungskreises abgegriffen wird (Spannungsteiler- oder Dreipunktschaltung). In dieser Schaltung erhielten Gutton und Touly[8]) bereits im Jahre 1919 mit einer gewöhnlichen Empfängerröhre Wellen von 1,5 m Länge; ihre Anordnung zeigt das Bild 2. Die Induktivität des Schwingungskreises besteht nur noch aus einem einzigen Drahtring, während die Kapazität allein durch die innere Röhrenkapazität ersetzt wird. Um Gitter und Anode die erforderlichen Gleichspannungen zuführen zu können, ist der Schwingungskreis im Spannungsknoten durch einen Blockkondensator unterteilt. Bei Wellenlängen in der Größe von einem Meter wird schließlich der Schwingungskreis nur noch aus den zum

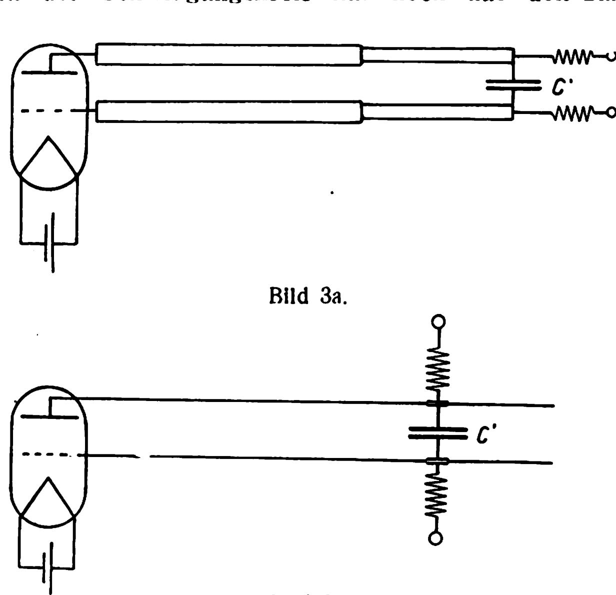



Bild 3a.

Bild 3b.
Dreipunktschaltungen mit Paralleldrahtsystemen.

Schaltungsaufbau unvermeidlichen Leitern gebildet, wodurch sich die Anordnung auf die aus Bild 3a und b ersichtliche Weise vereinfacht. Das Schwingungssystem besteht lediglich aus zwei teleskopartig ausziehbaren Metallrohren, die an der einen Seite durch einen Blockkondensator $C'$ überbrückt sind, oder aus zwei parallellaufenden Drähten, auf denen sich zur Abstimmung eine Kondensatorbrücke verschieben läßt. Mit der letzten Anordnung erzielte Hollmann[9]) unter Verwendung einer Empfängerröhre der Type „Ultra 110“ eine kürzeste Welle von 92 cm. Seine Anordnung weicht von dem Schema des Bildes 3b insofern ab, als die Anodenspannung vom Gitter durch einen unmittelbar vor dasselbe gelegten Blockkondensator $C''$ abgeriegelt wird, wie aus dem Bild 4 hervorgeht. Es hat sich herausgestellt, daß eine Gitterableitung bei den hohen Frequenzen nicht erforderlich ist. Durch geeignete Ausbildung und Anordnung des hochfrequenten Schwingungssystems konnte die Welle des Senders stetig bis auf 10 m vergrößert werden, wobei die jeweiligen Frequenzen durch Eichkurven genau festgelegt waren.

Die Schaltung des Bildes 3a wurde von Huxford angewandt[10]), der damit eine Welle von 1 m her-

Digitized by Google

stellte. Mit der gleichen Anordnung gelang es Bergmann[11]), unter Verwendung kapazitätsarmer Röhren auf eine Welle von 82 cm herunterzukommen, wobei die Intensität der Schwingungen recht beträchtlich war.

Anordnungen, die besonders leicht zum Schwingen neigen und sich daher auch zur Erzeugung hoher Frequenzen vorzüglich eignen, sind die sogenannten

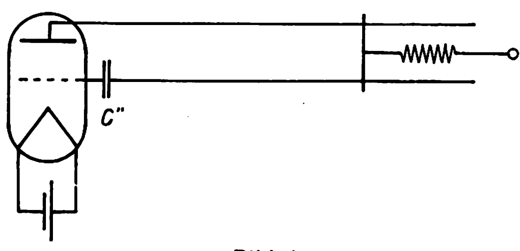



Bild 4.
1 m Sender von Hollmann.

Balance- oder Symmetrieschaltungen, bei denen die phasenrichtige Rückkopplung durch die gegenläufige Schaltung zweier Röhren bewirkt wird, und wie sie zuerst von Eccles und Jordan[12]) zur Schwingungserzeugung angegeben worden sind. Zur Erzeugung kurzer Wellen ist eine solche Symmetrieanordnung von Hohlborn[13]) ausgebildet worden,

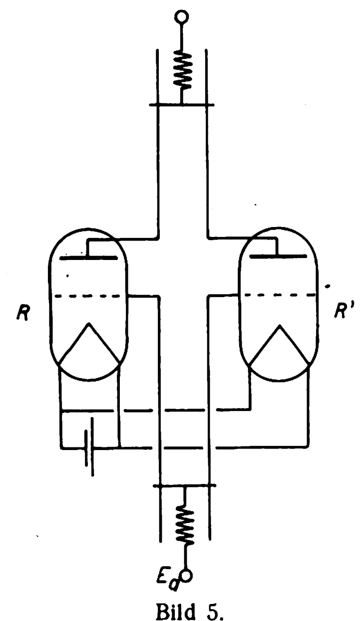



Bild 5.
Gegentaktanordnung von Holborn.

welcher bis zu einer Wellenlänge von 2,4 m herunterkam. Seine Schaltung zeigt das Bild 5. $R$ und $R'$ sind die beiden Senderöhren, von deren Gitter und Anoden je ein Paralleldrahtsystem ausgeht, das durch eine verschiebbare Brücke abgegrenzt wird. Das schwingende System besteht also aus den beiden in Serie liegenden inneren Röhrenkapazitäten und den Selbstinduktionen der Drahtschleifen. In der Mitte der Ueberbrückungen befinden sich die Spannungsknoten, so daß dort die Gleichspannungen zugeführt werden können, ohne den Schwingungsvorgang zu beeinträchtigen. Die Schwingungen setzen nur bei richtiger Abstimmung des Gitter- und Anodensystems ein, doch ist die Abstimmung infolge der zunehmenden kapazitiven Kopplung um so breiter, je kürzer die Welle ist. Außerdem kann der Fall eintreten, daß die beiden Röhren nicht im Gegen- sondern im Gleichtakt schwingen, und unter Umständen die in den Batteriezuleitungen liegenden Hochfrequenzdrosseln in einer weit längeren Welle anregen; auf diese Erscheinung und ihre Ursache hat zuerst Kiebitz[14]) eingehend hingewiesen.

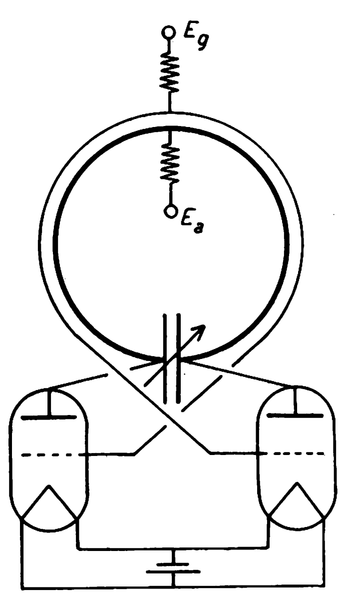



Bild 6.
Symmetrieschaltung mit induktiver Rückkoppelung.

Findet in der Holbornschaltung eine Rückkopplung nur über die innere Gitter-Anodenkapazität der Röhren statt, so läßt sich der Wirkungsgrad der Anordnung dadurch verbessern, daß Gitter- und Anodenkreis außerdem noch induktiv miteinander gekoppelt werden. Damit jedoch die für den Rückkoppeleffekt erforderliche Phasenverschiebung von 180 Grad

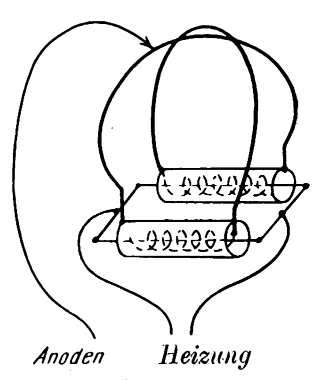



Bild 7.
Gegentaktröhre von Englund.

zwischen Gitter- und Anodenwechselspannung erhalten bleibt, müssen die Anschlüsse eines der beiden Schwingungskreise gekreuzt werden: So zeigt das Bild 6 diese Schaltung mit einer Kreuzung der Gitterzuleitungen. Die induktive Kopplung bewirkt zwar eine Steigerung der Schwingungsintensität, doch setzt sie andererseits die Frequenz herunter; die Schaltung ist daher vor allem im Bereich von Wellen von mehreren Metern Länge recht brauchbar[15]). Durch Benutzung besonders kapazitätsarmer Röhren gelang indessen Bergmann[16]) die Erzeugung einer Welle von 1,7 m, während Mesney[17]) 1,5 m erreichte. Gutton und Pierret[18]) stellten Wellen von

Digitized by Google

110 cm Länge her, indem sie die Kreuzung der Elektrodenzuleitungen fortließen, aber die induktive Kopplung beibehielten. Um die verhältnismäßig langen Zuleitungen kapazitätsarmer Röhren zu beseitigen, konstruierte Englund[10]) eine Spezialröhre, die in Bild 7 schematisch wiedergegeben ist. Sie besteht aus zwei getrennten Dreielektrodensystemen, die in eine gemeinsame Glasglocke eingeschlossen sind und zusammen geheizt werden. Die beiden Gitter und Anoden sind durch je einen Drahtbügel von wenigen Zentimetern Länge miteinander verbunden. Die Anodenspannung wird im Schwingungsknoten des Anodenbügels zugeführt, während sich eine Gitterableitung in Uebereinstimmung mit früheren Beobachtungen (l. c. 9) anderer Autoren als überflüssig erwies, unter Umständen sogar die Schwingungen zum Aussetzen brachte. Die kürzeste Welle dieser Anordnung betrug 1,05 m, doch war die Energie trotz Ueberlastung der Röhre nur gering; es dürfte damit die unterste Grenze für Symmetrieanordnungen erreicht sein.

Physikalisch ist für alle Rückkoppelanordnungen eine Höchstgrenze der Frequenz gegeben erstens durch die Abnahme der Wechselspannungen an den Röhrenelektroden, indem infolge der durch die unvermeidliche Röhrenkapazität bedingten Aenderung des Verhältnisses $C/L$ der Strom auf Kosten der Spannung zunimmt, und zweitens dadurch, daß die Laufzeit der Elektronen zwischen den Röhrenelektroden nicht mehr gegen die Periodendauer zu vernachlässigen ist. Daher kann den Rückkoppelbedingungen, soweit sie eine bestimmte Anfachungsspannung sowie deren Phasenlage vorschreiben, nicht mehr Genüge geleistet werden.

Rechnerisch läßt sich die Höchstgrenze der Frequenz erfassen, wenn man die Laufzeit eines Elektrons von der Kathode zur Anode bestimmt. Sie ist gegeben durch die Beziehung:

$$t = \sqrt{\frac{d}{v \cdot \frac{e}{m}}}$$

worin $d$ den Anodenradius und $v$ die Anodenspannung bedeutet.

Für einen Anodenradius von 0,5 cm und eine Anodenspannung von 500 Volt gleich $5 \cdot 10^{10}$ abs. Einheiten ergibt sich daraus eine Laufzeit von $0{,}7 \cdot 10^{-9}$ sec. Vergleicht man damit die Halbperiode einer Welle von 1 m, nämlich $1{,}7 \cdot 10^{-9}$ sec, so ergibt sich, daß tatsächlich schon hier die obige Elektronenlaufzeit nicht mehr zu vernachlässigen ist, sondern daß die Grenze in der Nähe von 1 Meter Welle liegen muß, wie es auch mit den experimentellen Ergebnissen der verschiedenen Autoren übereinstimmt.

Literaturverzeichnis zu Abschnitt I.


1) H. Herz: Wied. Annalen 1887. S. 421. Ges. Werke: Bd. II. S. 184.
2) R. A. Righi: Rend. Cent. Acc. d. Lincei 2. S. 505. 1893.
3) P. Lebedew: Wied. Ann. 56. S. 1. 1896.
4) A. Lampa: Wien. Ber. 105. S. 587, 1049. 1896.
5) W. Möbius: Ann. d. Phys. 63. S. 293 1920.
6) E. F. Nichols u. J. D. Tear: Phys. Rev. 21. S. 587. 1923.
7) A. Glagolewa-Arkadiewa: ZS. f. Phys. 24 S. 153. 1924.
8) G. Gutton u. Touly: Compt. rend. 168. S. 271. 1919
9) H. E. Hollmann: Radio Umschau 1927. S. 177. Vgl. auch: A. Deubner: Ann. d. Phys. 84. S. 429. 1927.
10) W. Huxford: Phys. Rev. 35. S 686. 1925
11) L. Bergmann: Ann. d. Phys. 85. S. 961. 1928.
12) W. H. Eccles u. Jordan: Electrician 83. S. 299. 1919.
13) F. Holborn: ZS. f. Phys. 6. S. 328. 1921.
14) F. Kiebitz: Jahrb. d. drahtl. Telgr. 25. S. 4. 1925.
15) H. E. Hollmann: ZS. f. phys. und chem. Unt. 39. S. 265. 1925.
16) L. Bergmann: Ann. d. Phys. 82. S. 504. 1927.
17) R. Mesny: L'onde electr. 3. S. 26. 1924.
18) C. Gutton u. E. Pierret: L'onde electr. 4. S. 387. 1925.


(Fortsetzung folgt.)

# Mitteilungen aus der Praxis.

## Das „Radiophon".

Eine Neuheit zur Wahrnehmbarmachung der Sprechströme in Röhren-Radioempfängern.

Von **Gustav Eichhorn**, Zürich.

Versuche, Schwerhörigen den Rundfunk wahrnehmbar zu machen, sowie prinzipielle Ueberlegungen führten mich zur Ausbildung meiner bisher als „Radiophon"[1]) bezeichneten Vorrichtung, über die nachstehend berichtet werden soll, nachdem nunmehr die Patentlage[2]) geklärt ist, und zwar unter Benutzung eigener Versuchsergebnisse und solcher von Herrn Eisl, Doktorand im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in München, bei Herrn Geheimrat Prof. Dr. J. Zenneck, dem ich auch an dieser Stelle dafür meinen Dank ausspreche.

A. Beschreibung.

Das Verfahren beruht darauf, daß man den menschlichen Körper in den Anodenstromkreis (in dem sich sonst Telephonhörer bzw. Lautsprecher befindet) einschaltet, in der Weise, daß man den einen Pol eines Röhren-Radioempfängers mit dem menschlichen Körper direkt in Verbindung bringt durch eine Anschlußleitung, die metallisch mit der Hand oder irgendeiner andern Körperstelle berührt wird, während der andere Pol durch eine Anschlußleitung verbunden ist mit der metallisierten Seite einer einseitig metallisierten Fläche aus einem isolierenden Stoff, der am besten aus einem sog. Halbleiter (z. B. Cellophan.

1) Die Bezeichnung ist insofern nicht glücklich, da die Radio-Industrie dieses Wort für die verschiedenartigsten Geräte im Empfänger benutzt, in Amerika sogar für eine Mikrophonanordnung im Sender.

2) Es wurden bisher erteilt: Schweiz: Hauptpatent Nr. 119852 vom 16 April 1927, Zusatzpatent Nr. 122 767 vom 1. Oktober 1927. Deutschland: D. R. P. 461 711 (7. Juni 1928, patentiert vom 13. Mai 1927 ab). Frankreich: Nr. 640 744. England: Britisches Patent Nr. 277 355. Ferner Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika.

Digitized by Google

Pergamentpapier, Pergamyn, dünnes Fell, Leder usw.) besteht, dessen nichtmetallisierte Seite gegen das Ohr oder an Partien des Kopfes in der Nähe des akustischen Gehörzentrums gehalten wird, so daß mit dieser Schicht Kontakt stattfindet. Die Pole können beliebig gewählt werden, es ist also keine Polarität vorhanden; trotzdem ist ein Polwechsel manchmal vorteilhaft.

Bekanntlich haben wir im Hörerkreis eines Röhren-Radiogerätes den Anodengleichstrom und die Sprechwechströme, die sich einander überlagern. Die Versuche mit dem „Radiophon" ergeben, daß seine Empfindlichkeit wesentlich von der überlagerten Gleichstromspannung abhängt; solche muß um so größer sein, je niedriger die Wechselspannung, die gehört werden soll, ist. In allen Fällen nimmt die

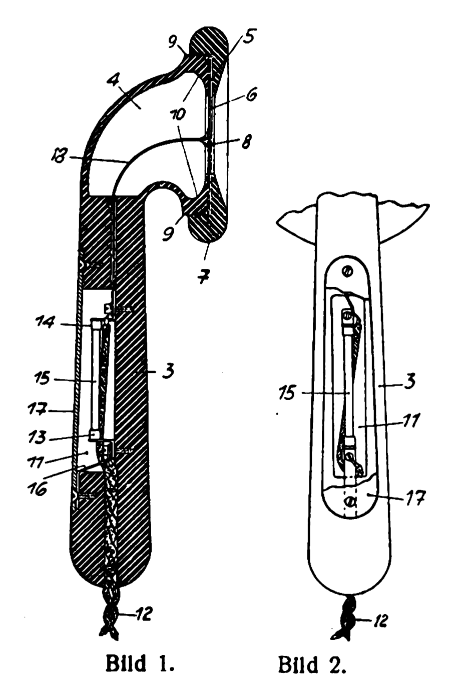


Bild 1. Bild 2.

Hörbarkeit der Lautstärke mit Zunahme der Gleichspannung zuerst sehr rasch und bei weiterer Steigerung nur sehr langsam zu. Die Gegend, von der an die Lautstärke nur noch langsam zunimmt mit Steigerung der Gleichspannung, beträgt bei geringer Wechselpannung etwa 120—150 V, bei größerer Wechselspannung viel weniger.

Bild 1 stellt den Hörer im Schnitt dar. Bild 2 gibt einen Teil des Bildes 1 von rechts gesehen wieder. Die Vorrichtung des Bildes 1 besteht aus einem Handgriff 3 mit muschelförmigem, abgeschlossenem Hohlraum 4 (der aber nicht unbedingt nötig ist). Darauf wird eine einseitig metallisierte Fläche, bestehend aus dem vorerwähnten Halbleiter (wobei 5 die metallisierte Seite, 6 die nicht metallisierte Seite ist), gelegt, indem ein Ring 7 mit zentraler Oeffnung 8 über das Gewinde 9 geschraubt wird, welcher die kreisförmige Fläche 5, 6 gegen die kreisförmige Auflagefläche 10 preßt. Das ganze Fassonstück ist aus isolierendem Material (Hartgummi, Cornit u. dgl.).

In einer Aussparung 11 im Handgriff münden die Enden der doppeladrigen Anschlußleitung 12 aus. Von den von der Isolation befreiten Enden derselben ist das eine an die Anschlußkappe 13, das andere an die Anschlußkappe 14 eines konstanten hochohmigen Widerstandes 15 (z. B. Telefunk-Ohm) angeschlossen. Ein Metallstreifen 16 verbindet die Kappe 13 mit dem Metallschild 17, welcher die Aussparung 11 des Handgriffes 3 überdeckt. Eine Leitung 18 führt zu einem Metallring (der etwas vorstehend in die Auflagefläche eingelassen ist), auf den die metallisierte Seite des kreisförmigen Halbleiters zum Kontaktmachen aufgelegt wird. Eine dünne kreisförmige Gummischeibe, die innerhalb des Kontaktringes zwischen metallisiertem Halbleiter und Auflagefläche liegt, verhindert das Auftreten störender Eigenschwingungen.

Auf diese Weise enden von den beiden Drähten der Anschlußleitung 12 der eine am Metallschild 17, der andere an der Metallseite 5, während der Hochohmwiderstand parallel dazu geschaltet ist.

Dieser hochohmige Widerstand in der Größenordnung von etwa 100 000 Ohm beseitigt vollständig das sonst gelegentlich zu konstatierende „Scherbeln" (Unbeständigkeit) der übertragenen Töne und Sprache. Die Ursache des Scherbelns liegt in einem Nichtkonstantbleiben der optimalen Röhrenspannungen, was die ganze Schaltungsordnung mit sich brachte. Die anzuwendenden optimalen Anodenspannungen der Röhren hängen von den benutzten Typen ab; doch empfiehlt sich als Endröhre eine solche, die mit mindestens 70—100 V arbeitet.

## B. Theorie und Untersuchungen.

Theorie: Wie schon aus vorstehender Beschreibung ersichtlich (worauf nachher noch zurückzukommen ist), wird ein elektrostatischer Effekt ausgenutzt in einem Kondensator, dessen eine Belegung gebildet wird durch die metallisierte Fläche des Dielektrikums (Halbleiters), dessen andere Belegung der menschliche Körper ist, sobald er in Kontakt mit diesem Dielektrikum gebracht wird. Für die auftretenden Vorgänge mechanischer Natur lautet die Bewegungsgleichung:

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+r\frac{dx}{dt}+\frac{x}{c}=K$$

wo also $K$ die Kraft ist, mit der sich die Belegungen anziehen. Es bedeuten $m$, $r$, $c$ Masse, Bremswiderstand und Elastizität des Systems, $x$ ist die Amplitude, $t$ die Zeit. Die Kraft $K$ ist von der angelegten Spannung $V$, dem Abstand $a$ der Belegungen sowie ihrer Fläche $F$ und der Dielektrizitätskonstante $\varkappa$ des Dielektrikums abhängig. Für die Größe dieser anziehenden Kraft gibt einen numerischen Anhaltspunkt die Formel:

$$K=\frac{1}{\varkappa}\frac{F\cdot V^2}{8\pi\cdot a^2\cdot 981\cdot 90\,000}\ \text{Gramm}$$

Bei dem geringen Abstand der Belegungen ist für genügende Amplituden gesorgt, auch lassen sich, wie vorher erwähnt, Eigenschwingungen leicht vermeiden. Die Verwendung hinreichend großer Flächen bedingt eine größere Ausführungsform des „Radiophons" als beim gewöhnlichen Kopfhörer. Die zum Betrieb erforderliche Gleichstromspannung (s. später) von 130 bis 200 Volt, die also der normalen Anodenbatterie entnommen wird, setzt eine Endröhre von genügender Leistung voraus, als welche sich beispielsweise die Telefunken-RE 134 gut bewährt hat, bei richtiger Gittervorspannung bis zu 25 Volt, damit die Röhre

Digitized by Google

bei diesen Spannungen auf dem geradlinigen Teil der Charakteristik arbeitet.

Untersuchungen: Die Untersuchungsanordnung wird durch Bild 3 (Schaltungsbild mit Legende) veranschaulicht.

$M$ = Wechselstrommaschine (Tonfrequenz).
$K$ = Veränderliche Kopplung.
$C$ = Blockkondensator.
$T$ = Transformator.
$P$ = Potentiometer.
$W$ = hochohmiger Widerstand (bis 100 000 $\Omega$).
$V$ = Elektrostatisches Voltmeter.
$A$ u. $B$ = Anschlußklemmen für Radiophon.

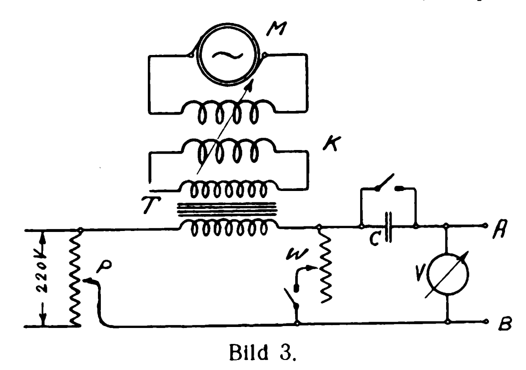



Bild 3.

Versuche mit dem „Radiophon":

1. Kopplung, sehr lose, Wechselspannung $A$—$B$ ca. 1 Volt eff., kein Gleichstrom überlagert: Kein Höreffekt.
2. Kopplung und Wechselspannung wie im Falle 1, ferner Gleichstrom überlagert: Je höher die angelegte Gleichspannung, desto besser der Höreffekt.

   Bei ganz schwachen Wechselspannungen, wie sie die Wechselstromsirene oder ein normales Radioempfangsgerät liefert, beginnt der Höreffekt bei etwa 70 Volt zugeschalteter Gleichspannung und steigert sich merklich bis ungefähr 150 Volt Gleichspannung.

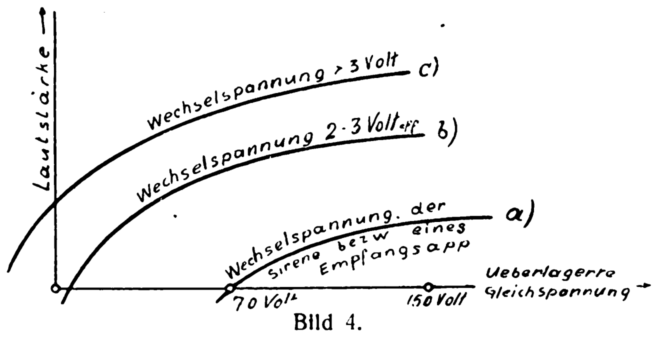



Bild 4.

Je höher die Wechselspannung, desto eher setzt bei Ueberlagerung einer Gleichstromspannung der Höreffekt ein. Bei Zuschalten von Gleichspannungen größer als 150—160 Volt, keine wesentliche Zunahme der Lautstärke.

Ungefähre Abhängigkeit der Lautstärke von der Zusatzgleichspannung und der Wechselspannung zeigt Bild 4.

3. Je höher die Wechselspannung wird, desto mehr verschieben sich die Kurven nach links bei Spannungen von etwa 3 Volt eff. hat man schon einen schwachen Höreffekt ohne Zuschalten von Gleichspannung. Durch Steigerung der Wechselspannung läßt sich ohne Ueberlagerung von Gleichspannung[3]) ein mindestens ebenso guter Effekt erzielen wie im Falle a).

   Im gezeichneten Falle c) beträgt die effektive Wechselspannung ungefähr 120—150 Volt.
4. Bei konstant gehaltener Wechselspannung tritt die untere Oktave des Tones um so deutlicher hervor (und verdrängt schließlich die obere Oktave ganz) je größer die überlagerte Gleichspannung.
5. Bei Kurzschließen der Kapazität $C$ war in keinem Falle eine Aenderung des Effektes bemerkbar.
6. Parallelwiderstand $W$ (im Radiophon Telefunk-Ohm 100 000 $\Omega$) vermindert ein wenig die Lautstärke, ist aber aus vorher genanntem Grunde im praktischen Gerät unentbehrlich.
7. Je trockener die dielektrische Zwischenschicht (die übrigens u. U. auch fehlen kann, doch gehört die Applikation der hohen Anodenspannungen am Kopf nicht gerade zu den Annehmlichkeiten), desto besser ist der Höreffekt. Wird sie in ganz geringem Maße angefeuchtet, so vermindert sich der Effekt erheblich und kann sogar zum Verschwinden gebracht werden. Aus diesem Grunde wird im praktischen Gerät die äußere Oberfläche der Schicht mit einem Lacküberzug zum Schutz gegen Feuchtigkeit versehen, der bei dem vor- und nacherwähnten „Cellophan" überflüssig ist. Das beste Zwischenschichtmaterial liefern, wie schon erwähnt, die sogenannten Halbleiter, besonders ein gewisses Pergamyn oder auch echtes Pergament, ferner Cellophan (welcher sehr günstige Stoff für die neuesten Werkstattmodelle ausschließlich benützt wurde), einseitig metallisiert, z. B. nach dem Metallspritzverfahren oder mit echtem Blattgold, das mit einer feinen Lage von pulverisiertem Albumin (getrocknetes Eiweiß) als Bindemittel heiß (70—80° C) unter starkem Druck aufgepreßt wird. Es kann aber bei entsprechender Steigerung sowohl der Wechsel- wie der Gleichspannung auch mit anderem Material der Effekt gut wahrgenommen werden. Es wurden u. a. benutzt: Kalbfell (wie für Trommeln benutzt) über eine Kupferplatte aufgezogen, Holz, Pappe, Karton, Schreibpapier, Preßspan etc., mit Stanniolbelag oder aufgepreßter dünner Zinkplatte oder Kupferplatte, Spiegel bzw. feines Glas mit Spiegelbelag, Glasplatte (photographische Platte) mit Stanniolbelag, Metallblech mit Schellacküberzug oder einseitig ganz fein emailliert, u. a. m. Vergleichsversuche mit dem gewöhnlichen Kopfhörer ergaben, daß bei diesem die Lautstärke größer ist als beim Radiophon mit überlagerter Gleichspannung; dagegen ist bei letzterem die Wiedergabe klangreiner und natürlicher, was sich besonders bei Sprachwiedergabe deutlich manifestiert und auch ohne weiteres erklärlich wird durch die Vorstellung, die man sich vom Wirkungsprinzip des „Radiophons" machen muß.

[3]) Normalerweise beim praktischen Gerät ist aber die überlagerte Gleichspannung des Anodenkreises unbedingt erforderlich. Beseitigt man sie durch Zwischenschaltung von Transformatoren oder Kondensatoren, so wird der Höreffekt unbrauchbar; läßt man diese Zwischenschaltung bestehen und führt nunmehr aus einer Sonderbatterie wieder Gleichspannung herein, so ist sofort wieder der gute Höreffekt vorhanden.



C. Wirkungsprinzip.

Der Beobachter hält also das „Radiophon“ mit der nichtmetallisierten Seite der Halbleiterfläche in Kontakt mit dem Ohr. Die erzielte Wahrnehmung ist am stärksten direkt am Ohr oder in unmittelbarer Nachbarschaft desselben; sie bleibt jedoch auch noch bestehen bei Kontakt mit anderen Stellen des Kopfes, wie Wangen, Schläfen, Stirnpartien, sogar oben auf dem Kopf sind noch Stellen schwacher Wahrnehmung vorhanden. Das weist also auf eine physiologische Einwirkung direkt auf die sensitiven Gehörorgane hin, was auch bestätigt wird durch das Versuchsergebnis, daß Schwerhörigen[4]), deren Trommelfell nicht mehr ordentlich funktioniert, deren sensitives Gehörzentrum aber noch intakt ist, noch gute Wahrnehmungen des Rundfunks auf diese Weise vermittelt werden können.

Es ist deshalb, wie ich in Uebereinstimmung mit Herrn Eisl das Wirkungsprinzip deuten möchte, anzunehmen, daß die Haut oder andere Weichteile in nächster Nähe des Ohres infolge elektrostatischer Wirkung in Schwingungen versetzt werden, die sich nicht auf das Trommelfell, sondern direkt auf die inneren Gehörsorgane übertragen, was natürlich auch für die Physiologen und Ohrenärzte von großer Bedeutung ist.

[4]) Es ist eine bekannte Tatsache, daß Schwerhörige, denen man sich von Mund zu Ohr kaum verständlich machen kann, meistens noch ganz gut telephonieren können. Die Erklärung liegt darin, daß die Schallschwingungen sich einen anderen Weg suchen als den gewöhnlichen. Für gewöhnlich arbeitet bekanntlich das menschliche Ohr in der Weise, daß Schallschwingungen von der Luft übermittelt werden und so an das Trommelfell gelangen, das zum Mitschwingen veranlaßt wird; hierdurch werden vermittels der sinnreichen inneren Ohreinrichtungen der Gehörknöchelchen, die die Trommelfellbewegung von großer Amplitude und geringer Kraft in solche von geringer Amplitude und großer Kraft verwandeln, des Labyrinths und der sogenannten Basilarmembrane, bestehend aus 15000 bis 20 000 feinen Fasern, die mit den feinen Endigungen des Hörnervs unter Vermittlung des komplizierten sogenannten Cortischen Organs verbunden sind, schließlich Nervenreize ausgelöst, die auf das Gehirn übertragen werden. Wenn der Schwerhörige telephoniert, so haben wir etwas andere Vorgänge, nämlich an Stelle der Luftschwingungen treten akustisch-mechanische Schwingungen der Knochenpartien des Kopfes, in Uebereinstimmung mit einem längst bekannten Experiment, daß der Schwerhörige, soweit er wegen defekten Trommelfells taub ist (wie z. B. zahlreiche Kriegsbeschädigte), eine erregte Stimmgabel sofort gut hört, wenn er den Stiel zwischen die Zähne nimmt. Hugo Gernsback, Herausgeber der in enormer Auflage von Hunderttausenden von Exemplaren erscheinenden amerikanischen Monatsschrift „Radio News“, hat dies für Radio zu nützen gesucht in seinem sogenannten „Osophon“, abgeleitet von dem lateinischen Wort für Knochen. Es ist weiter nichts als ein kräftig gebauter elektromagnetischer Telephonhörer, dessen Membrane einen stielförmigen Ansatz hat, der in den Mund zwischen die Zähne genommen wird. Es verschwand aber bald wieder von der Bildfläche, da natürlich ein solches Verfahren wenig bequem ist.

# Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

### Unterdrückung störender Pulsationen bei Hochfrequenzmaschinen.

D.R.P. 466 630, Klasse 11a[4], Gruppe 1 (Lorenz, Pat. vom 13. August 1926, ausgegeben am 9. Oktober 1928.

Hochfrequenzmaschinen haben bekanntlich einen sehr kleinen Luftspalt im Verhältnis zu ihrem Durchmesser. Da es praktisch nicht möglich ist, rotierende

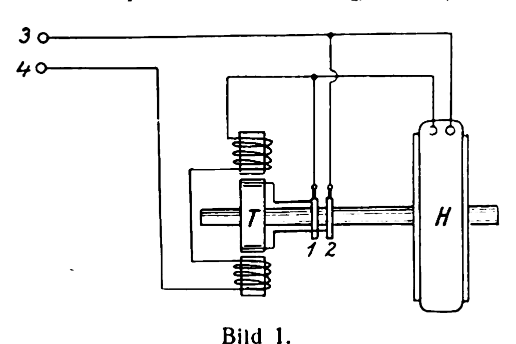


Bild 1.

Körper mit großem Durchmesser genau zentrisch laufen zu lassen, so treten Schwankungen des Luftspaltes auf, die entsprechende Schwankungen des erzeugten Stromes verursachen. Erfindungsgemäß sollen diese dadurch beseitigt werden, daß durch einen Induktionsregler mit einer synchron rotierenden Wicklung eine Gegenmodulationsspannung erzeugt wird. In Bild 1 ist auf der Welle der Hochfrequenzmaschine *H* ein Drehtransformator *T* angeordnet. Die Erregerwicklung ist über die Schleifringe 1,2 mit den Klemmen der Hochfrequenzmaschine verbunden, während die feststehende Sekundärwicklung in Serie mit der Maschine liegt. Die erzeugte Hochfrequenz wird an den Klemmen 3,4 abgenommen.

### Drehzahlregler für Hochfrequenzmaschinen.

D.R.P. 465 984, Klasse 21c, Gruppe 59 (Lorenz), Pat. vom 23. Mai 1926, ausgegeben am 28. September 1928.

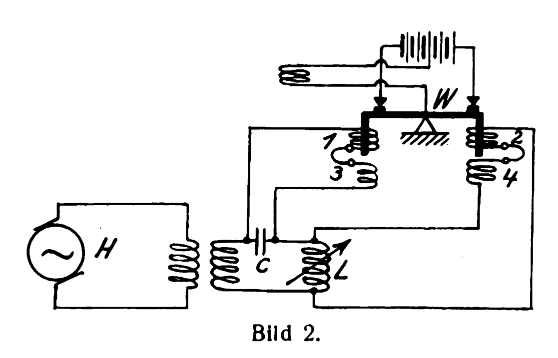


Bild 2.

Mit der Hochfrequenzmaschine *H* (Bild 2) ist ein Schwingungskreis *C*, *L* gekoppelt, der auf die vorgeschriebene Drehzahl abgestimmt werden kann. Im Resonanzfall sind die Spannungen an der Selbstinduktion *L* und am Kondensator *C* gleich. Beide Spannungen liegen an einem Differential-Hochfrequenzrelais. Dieses besteht aus einem Wagebalken *W*, der auf beiden Seiten Spulen 1,2 trägt.

Digitized by Google

Gegenüberliegend befinden sich zwei feste Spulen 3,4. Bei Abweichungen der Drehzahl von der Resonanz wird der Wagebalken nach der einen Seite abgelenkt, so daß die Spule eines Relais eingeschältet wird. Dieses Relais verändert die Drehzahl so lange, bis wieder Gleichgewicht eingetreten ist.

### Fliehkraftregler für Hochfrequenzgeneratoren.

D.R.P. 465 964, Klasse 21c, Gruppe 59 (Telefunken), Pat. vom 3. Juli 1923, ausgegeben am 28. Oktober 1928.

Zur wirksamen Regelung der Umdrehungszahl von Hochfrequenzgeneratoren verwendet man Fliehkraftregler, bei denen ein Gewicht *G* (Bild 3) mit zwei Federn *f* verbunden ist. Unter dem Einfluß der Zentrifugalkraft erfährt das Gewicht bei jeder Umdrehung

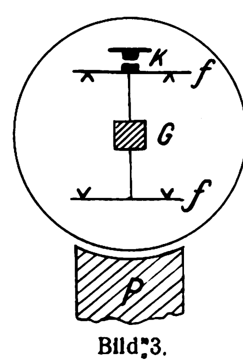



Bild 3.

eine einmalige Hin- und Herbewegung und schließt und öffnet so den Kontakt *K*. Erfindungsgemäß soll zu der Feder- und der Zentrifugalkraft als dritte Kraft die eines Magnetfeldes oder die Kombination eines solchen mit der Schwerkraft zur Verwendung kommen. Zu diesem Zweck besteht das Gewicht *G* aus weichem Eisen. Das Magnetfeld wird durch den Polschuh *P* eines Magneten geliefert.

### Einschaltung von Frequenztransformatoren.

D.R.P. 466 764, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Lorenz), Pat. vom 27. Oktober 1926, ausgegeben am 12. Oktober 1928.

Beim Einschalten statischer Frequenztransformatoren muß die hohe Anfangsselbstinduktion beim Einschalten beseitigt oder überwunden werden. Dies kann durch Vormagnetisierung oder Kurzschließen eines Teiles der Transformatorwicklung erfolgen.

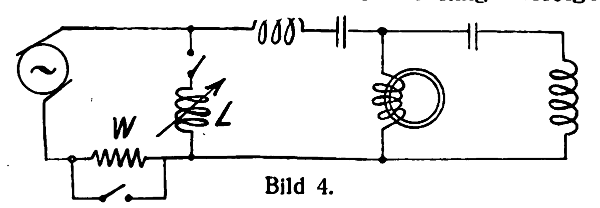



Bild 4.

Nach dem Einspringen ist die Vormagnetisierung bzw. der Kurzschluß sofort wieder aufzuheben. Letzteres ist nachteilig, weil ein starker Strom unterbrochen wird. Erfindungsgemäß wird dies dadurch beseitigt, daß bei der in Bild 4 dargestellten Anordnung zunächst die parallel zur Maschinenselbstinduktion liegende Selbstinduktion *L* abgeschaltet ist, so daß beim Einschalten ein sicheres Einspringen stattfindet. Um ein zu starkes Anwachsen des Stromes zu verhindern, ist noch ein Widerstand *W* eingeschaltet. Nach dem Einspringen wird die Selbstinduktion *L* eingeschaltet und dann der Widerstand *W* kurzgeschlossen.

### Frequenzteiler.

Brit. Pat. 295 930, 296 827 (Stand. Cables. Ltd. 20. August und 13. Juni 1927), veröffentlicht am 17. bzw. 31. Oktober 1928.

Zur Frequenzteilung, d. h. zur Erzeugung einer Frequenz, die ⅔, ⅗ der Grundfrequenz oder eine Subharmonische der Grundfrequenz ist, werden die in den Bildern 5 und 6 dargestellten Anordnungen

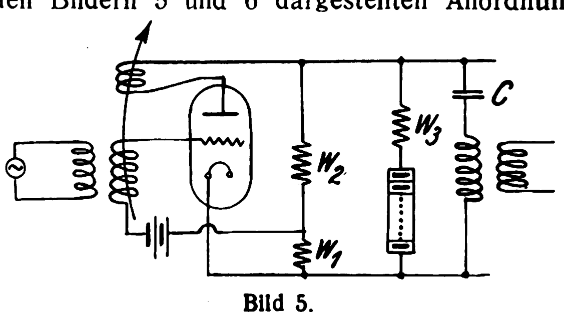



Bild 5.

vorgeschlagen. Bei der in Bild 5 dargestellten Schaltung bildet der Anodenkreis drei Zweige. Der eine Zweig, der die Widerstände $W_1$, $W_2$ enthält, ist so abgeglichen, daß der Arbeitspunkt am unteren Knick der Charakteristik liegt. Der Kondensator *C* wird

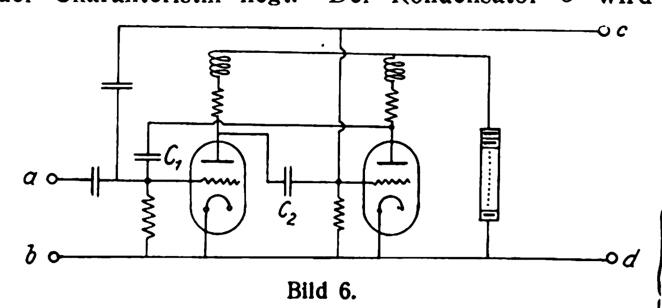



Bild 6.

über den Widerstand $W_3$ periodisch geladen und über die Röhre im Takt der Steuerspannung entladen. Durch das Zusammenarbeiten beider Frequenzen entsteht die Frequenzteilung.

Bei der in Bild 6 wiedergegebenen Anordnung sind zwei Röhren durch die Kondensatoren $C_1$, $C_2$ wechselseitig gekoppelt. Die Gitterkreise beider Röhren werden von der gleichen Eingangsfrequenz gesteuert.

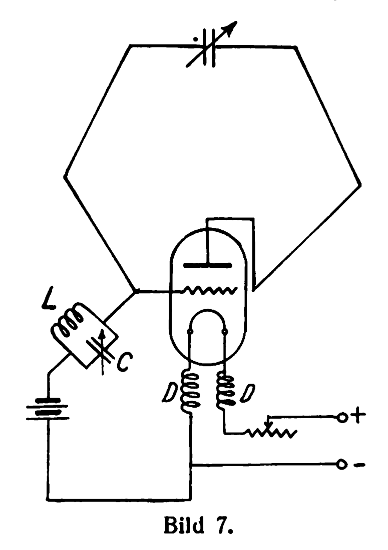



Bild 7.

### Kurzwellen-Röhrensender.

Brit. Pat. 294 946 (Honeyball, 31. Januar 1927), veröffentlicht am 26. September 1928.

Digitized by Google

Der Schwingungskreis eines Kurzwellenröhrensenders soll erfindungsgemäß als Rahmenantenne ausgebildet sein, wie dies das Bild 7 zeigt. Die Stromquellen sind mit der Röhre über Drosseln *D* oder über Sperrkreise *CL* verbunden.

### Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 295 693 (Marconi, 17. August 1927), veröffentlicht am 10. Oktober 1928.

Die Fading-Störungen sollen erfindungsgemäß dadurch beseitigt werden, daß der Polarisationszustand der ausgestrahlten Wellen periodisch geändert wird. Außerdem kann auch die Wellenrichtung schwach geändert werden. Zur Durchführung dieses

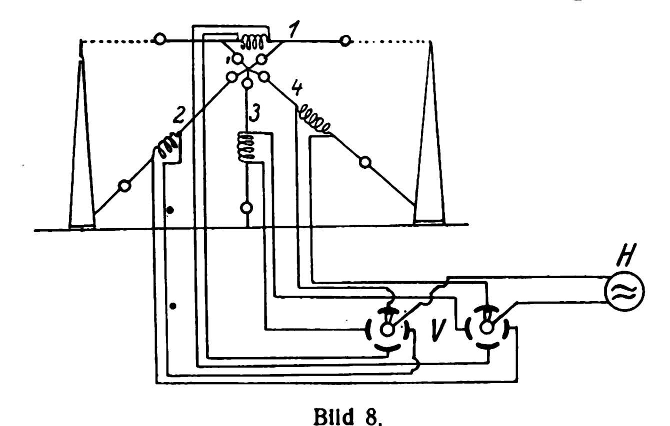


Bild 8.

Verfahrens wird die in Bild 8 wiedergegebene Anordnung vorgeschlagen, bei der mehrere Richtantennen (Dipole) 1, 2, 3, 4 über einen Verteiler *V* abwechselnd mit der Hochfrequenzquelle *H* verbunden werden. Der Verteiler kann durch rotierende Kondensatorplatten ersetzt werden, die zwischen 4 festen Plattenpaketen umlaufen. Auch die Verwendung eines Mehrphasengenerators ist möglich.

### Schutz gegen Ueberbelastung von Piezokristallen.

D.R.P. 466 765, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 26. Juni 1927, ausgegeben am 11. Oktober 1928.

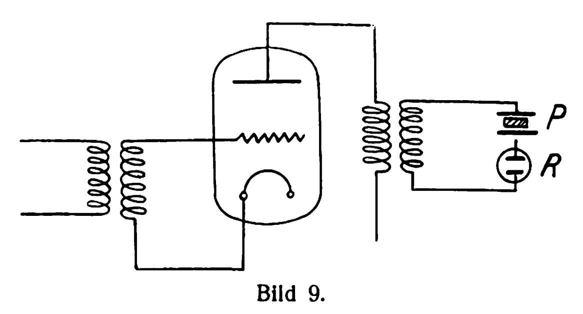


Bild 9.

Um zu verhindern, daß ein Piezokristall in zu starke Schwingungen gerät und zerstört wird, soll die in Bild 9 dargestellte Anordnung verwendet werden. Vor dem Piezokristall *P* ist zu diesem Zweck eine Begrenzungsröhre *R* vorgeschaltet.

### Befestigung von Piezokristallen.

Brit. Pat. 295 081 (Lucas, 21. Mai 1927), veröffentlicht am 26. September 1928.

Um die Dämpfung des schwingenden Piezokristalls herabsetzen, soll der Kristall nur an den Punkten unterstützt bzw. befestigt werden, an denen Schwingungsknotenpunkte vorhanden sind, wie dies das Bild 10 zeigt.

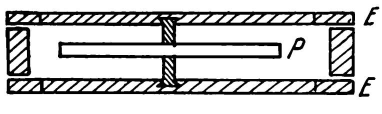


Bild 10.

### Piezoelektrische Wellenkontrolle.

D.R.P. 467 629, Klasse 21a[4], Gruppe 71 (Radiofrequenz), Pat. vom 16. Mai 1915, ausgegeben am 26. Oktober 1928.

Die Erfindung betrifft die Sichtbarmachung piezoelektrischer Schwingungen. Der Piezokristall *P* (Bild 11) befindet sich zwischen Elektroden $E_1$ und $E_2$ so, daß zwischen Kristall und einer Elektrode ein

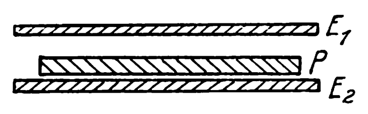


Bild 11.

Zwischenraum vorhanden ist. Durch geeignete Bemessung des Zwischenraumes und der an den Elektroden angelegten Wechselspannung treten beiderseits der Stabmitte Leuchterscheinungen auf. Um die Leuchterscheinung intensiver zu machen, wird die ganze Anordnung zweckmäßig in ein mehr oder weniger evakuiertes Glasgefäß eingeschmolzen.

### Herstellung piezoelektrischer Kristalle.

D.R.P. 467 594, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 28. Juli 1927, ausgegeben am 26. Oktober 1928.

Es hat sich gezeigt, daß die aus einem Mutterkristall geschnittenen Piezokristalle nicht immer einwandfrei sind. Die Fehler sind darauf zurückzuführen, daß einzelne Siliziummoleküle an den Oberflächen haften bleiben. Diese sollen erfindungsgemäß dadurch beseitigt werden, daß die Piezokristalle mit Flußsäure behandelt werden.

### Piezo-Verstärker.

Brit. Pat. 295 997 (Thomson-Houston, 22. August 1927), veröffentlicht am 17. Oktober 1928.

Das Bild 12 zeigt eine Entladungsröhre mit Piezokristall *P*, das an Stelle der Kathode angeordnet ist.

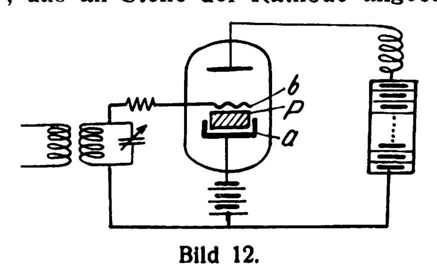


Bild 12.

Die Verhältnisse sind so gewählt, daß bei der vorhandenen Anodenspannung eine Entladung durch die gasgefüllte Röhre nicht eintritt. Erst unter dem Einfluß des schwingenden Piezokristalls wird die Entladung einsetzen. Die eine Elektrode *b* des Piezokristalls dient als Steuergitter.

Digitized by Google

**Piezo-Modulation.**

Brit. Pat. 295 957 (Robinson, 17. März 1927), veröffentlicht am 17. Oktober 1928.

Zur Modulation hochfrequenter Schwingungen soll das Piezokristall *P* (Bild 13) eines piezogesteuerten Röhrensenders als Piezo-Mikrophon ausgebildet sein. Zu diesem Zweck ist die eine Elektrode des Piezokristalls als Membran ausgebildet.

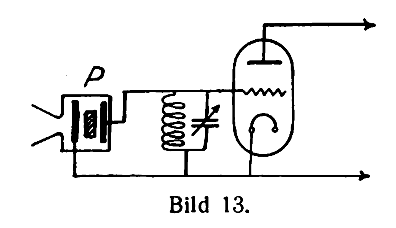


Bild 13.

**Modulationsschaltung.**

D.R.P. 467 022, Klasse 21a[4], Gruppe 14 (Könemann), Pat. vom 7. Juli 1925, ausgegeben am 16. Oktober 1928.

Zur Beeinflussung hochfrequenter Schwingungen soll im Hochfrequenzkreis ein Sperrkreis *C, L* (Bild 14) eingeschaltet werden, dessen Eigenfrequenz durch die

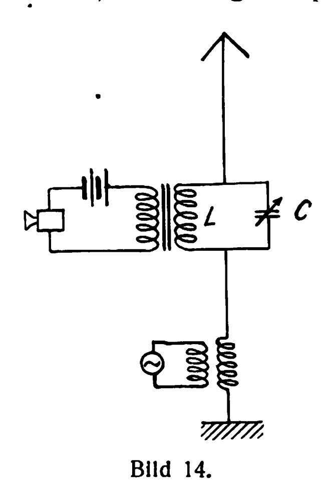


Bild 14.

Steuerströme beeinflußt wird. Am einfachsten kann dies dadurch geschehen, daß als Selbstinduktion *L* des Sperrkreises die Sekundärspule eines Transformators dient, der im Mikrophonkreis eingeschaltet ist.

**Modulations-Schaltung.**

D.R.P. 465 501, Klasse 21a[4], Gruppe 14 (Lorenz), Pat. vom 22. Mai 1926, ausgegeben am 21. September 1928.

Bei Verwendung großer Betriebswellen für Hochfrequenztelephonie ist das ganze zu übertragende Frequenzband im Verhältnis zur Trägerfrequenz so breit, daß bei den praktisch vorkommenden Resonanzkurven der Antenne die Seitenfrequenzen bereits erheblich geschwächt werden. Die Verbreiterung der Antennenresonanzkurve hat den Nachteil, daß Ober- und Seitenwellen auftreten. Es wird daher vorgeschlagen, die Trägerwelle zunächst in einem wenig gedämpften Kreis zu erzeugen und die Modulation dann in einem Schwingungssystem vorzunehmen, dessen Resonanzkurve verbreitert ist. Das Bild 15 zeigt eine Schaltung dieser Art. Der Antennenkreis ist als zweiwelliger Kreis I und II ausgebildet. Die Modulation findet mittels der Drossel *D* im Antennenkreis statt.

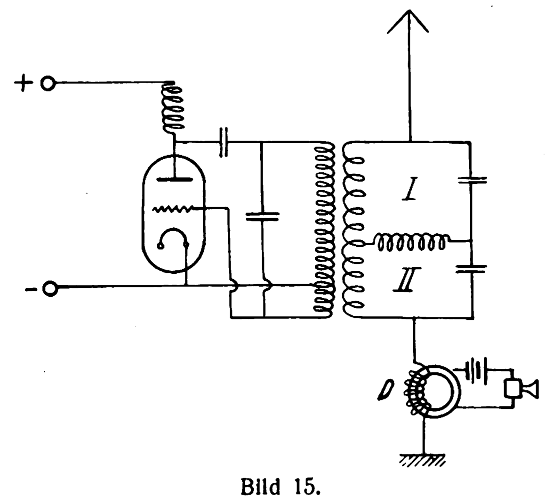


Bild 15.

**Drehbarer Peilrahmen.**

Brit. Pat. 294 988 (Telefunken, 3. August 1927). veröffentlicht am 26. September 1928.

Die Kopplungsspulen $K_a$ und $K_r$ (Bild 16) zwischen Peilrahmen und Goniometer eines Peilgerätes sind als

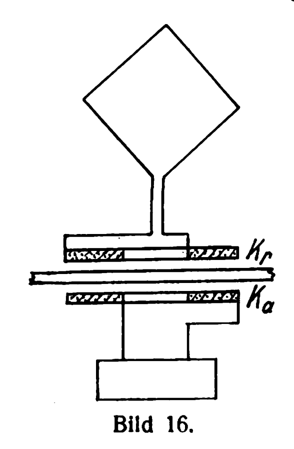


Bild 16.

Flach- oder Zylinderspulen so ausgebildet und angeordnet, daß bei Drehung des Rahmens die Kopplung unverändert bleibt.

**Bestimmung der Neigung eines Luftfahrzeuges.**

D.R.P. 465 502, Klasse 21a[4], Gruppe 48 (Dieckmann, Hell), Pat. vom 1. April 1927, ausgegeben am 21. September 1928.

In größerer Entfernung eines Senders steht der elektrische Feldvektor senkrecht zum magnetischen. Bei gut leitender Oberfläche steht der elektrische Feldvektor senkrecht zur Bodenoberfläche, während er bei schlecht leitendem Boden etwas geneigt ist. Bringt man eine Dipolantenne in das Feld eines entfernten Senders, so wird die im Dipol induzierte Spannung proportional der Dipollänge multipliziert mit dem Sinus des Neigungswinkels zwischen Dipol und Horizontalebene sein. Bringt man daher eine Dipolantenne parallel zu den Tragflächen eines Luftfahrzeuges an, so kann aus der im Dipol induzierten Spannung der Neigungswinkel des Luftfahrzeuges ermittelt werden.

Digitized by Google

Bei Verwendung von zwei Dipolantennen, eine längsschiff, die andere querschiff, kann sowohl die seitliche als auch die Neigung in der Fahrtrichtung getrennt ermittelt werden.

### Beseitigung von Peilfehlern.

D.R.P. 465 982, Klasse 21a$^4$, Gruppe 48 (Nederlandsche Tel. Maatschappij „Radio-Holland"). Pat. vom 16. Oktober 1927, ausgegeben am 29. September 1928, holl. Priorität vom 7. Oktober 1926 — identisch mit brit. Pat. 278 753.

Vergleiche das Referat in dieser Zeitschrift, Bd. **31**, S. 30, 1928.

### Antennensystem.

D.R.P. 467 322, Klasse 21a$^4$, Gruppe 64 (Robinson), Pat. vom 29. März 1923, ausgegeben am 23. Oktober 1928, brit. Priorität vom 5. Mai und 18. Oktober 1922.

Die in den Tragteilen (Masten, Abspannungen u. dgl.) einer Antennenanlage induzierten Ströme beeinträchtigen die Ausstrahlung in erheblichem Maße. Um

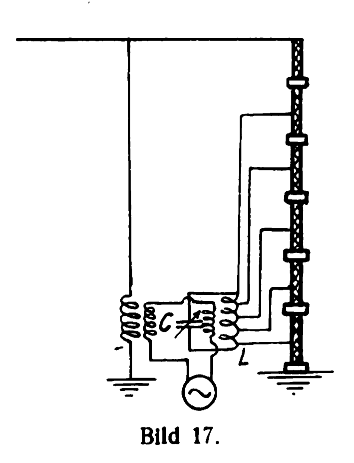



Bild 17.

dies zu verhindern, pflegt man den Mast in Abschnitte zu unterteilen, die gegeneinander isoliert sind. Diese Maßnahme reicht aber nicht aus, da die induzierten Ströme außer Phase sind und so nachteilig wirken. Erfindungsgemäß sollen die verschiedenen Abschnitte des Mastes elektrisch derart abgestuft sein, daß sie ein allmählich zunehmendes Potential besitzen und in Phase mit dem Antennenstrom sind. Bei der in Bild 17 dargestellten Anordnung soll dies z. B. dadurch erreicht werden, daß die einzelnen Teile des Mastes mit Punkten eines Schwingungskreises *C*, *L* verbunden sind, der ebenfalls mit Hochfrequenz gespeist wird.

### Geheimtelegraphie.

D.R.P. 466 687, Klasse 21a$^4$, Gruppe 52 (Int. Western El. Co.), Pat. vom 29. Juni 1924, ausgegeben am 13. Oktober 1928, amer. Priorität vom 31. Juni, 31. Juli und 18. Dezember 1923.

Zur Geheimhaltung bei Hochfrequenztelegraphie soll das ganze Sprachband in mehrere Teilbänder geteilt werden, von denen einzelne unverändert, andere nach vorheriger Umkehr ausgesendet werden sollen. Jedes Teilband muß so gewählt werden, daß es für sich unverständlich ist.

### Oxydkathode.

Pat. Nr. 467 675, Klasse 21g, Gruppe 13, ausgegeben am 26. Oktober 1928, Patenterteilung am 11. Oktober 1928, Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H.

Zur Herstellung von Oxydkathoden soll erfindungsgemäß ein schwer schmelzbarer Grundstoff (Wolfram und Molybdän) verwendet werden, der mit einem Oxyd oder Chlorid der dritten oder neunten Gruppe von Mendelejeff's periodischen System in Pulverform vermischt und nach dem Pressen in Barren bis zum Schmelzpunkt des Grundstoffes erhitzt wird. Als Oxyd bzw. Chlorid kommen vor allem in Frage: Strontium- oder Kalziumoxyd, Bariumperoxyd, Paladiumchlorid, Platin-Ammoniumchlorid, Kalziumchlorid.

### Glühkathoden.

Pat. Nr. 466 462, Klasse 21g, Gruppe 13 (Siemens & Halske A.-G.). Pat. vom 20. September 1928, ausgegeben am 8. Oktober 1928.

Zur Herstellung von Glühkathoden verwendet man Hafnium oder Hafniumlegierungen. Erfindungsgemäß erhält man besonders wirksame Glühkathoden, wenn man auf einem hoch schmelzbaren Trägermetall einen Hafniumüberzug durch Reduktion einer Hafniumverbindung mit Hilfe eines Alkalimetalls herstellt. Man kann z. B. Hafniumoxyd verwenden und durch das Oxyd von Alkalimetallen reduzieren.

### Röhrenelektrode.

Pat. Nr. 467 467, Klasse 21g, Gruppe 13 (Siemens & Halske A.-G.), Pat. vom 11. Oktober 1928, ausgegeben am 23. Oktober 1928.

Die Lebensdauer der stark erhitzten Elektroden in Röhren ist verhältnismäßig gering. Erfindungsgemäß soll eine Verbesserung dadurch erzielt werden, daß die Anodenbleche aus Hafniummetall hergestellt werden.

### Oxydkathoden.

Pat. Nr. 467 323, Klasse 21g, Gruppe 13 (Süddeutsche Telefonapparate, Kabel- und Drahtwerke A.-G.), Pat. vom 4. Oktober 1928, ausgegeben am 23. Oktober 1928.

Zur Herstellung von Oxydkathoden verwendet man Trägerfaden, die zunächst mit einem Metall überzogen und dann nachträglich oxydiert werden. Erfindungsgemäß soll der zu oxydierende Metallüberzug auf elektrolytischem Wege hergestellt werden.

### Glühkathoden.

Pat. Nr. 466 075, Klasse 21g, Gruppe 13 (Seibt), Pat. vom 13. September 1928, ausgegeben am 1. Oktober 1928.

Zur Herstellung von Glühkathoden mit hoher Emissionsfähigkeit sollen Metalldrähte oder Bleche mit einem Ueberzug von geglühten Sulfiden der Erdkalien, insbesondere Kalzium- oder Barium-Sulfid versehen werden.

### Röhre für Wechselstromheizung.

Brit. Pat. 295 598 (Grammont, 11. August 1927), veröffentlicht am 10. Oktober 1928.


Digitized by Google

Um störende Geräusche durch den Heizwechselstrom herunterzusetzen, soll die Kathode aus zwei Fäden 1 und 2 (Bild 18) bestehen, die kreuzweise verbunden sind.

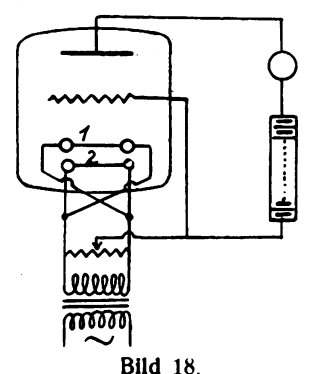



Bild 18.

## Die neuen deutschen Hochfrequenz-Patente

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabetag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 465 408 | 21a$^{4}$/58 | 22. 9. 28 | Sendeverfahren |
| *465 501 | 21a$^{4}$/14 | 21. 9. 28 | Modulationsschaltung |
| *465 502 | 21a$^{4}$/48 | 20. 9. 28 | Bestimmung der Neigung von Luftfahrzeugen |
| 465 696 | 21a$^{4}$/6 | 22. 9. 28 | Selbstinduktionsspule |
| 465 697 | 21a$^{4}$/6 | 22. 9. 28 | Selbstinduktionsspule |
| 465 698 | 21a$^{4}$/14 | 22. 9. 28 | Modulation mittels vormagn. Drossel |
| 465 773 | 21a$^{4}$/77 | 27. 9. 28 | Röhrenfassung |
| 465 803 | 21g/10 | 25. 9. 28 | Kondensator |
| 465 826 | 21a$^{4}$/70 | 27. 9 28 | Einstellvorrichtung |
| 465 830 | 21g/10 | 25. 9. 28 | Blockkondensator |
| 465 832 | 21g/15 | 26. 9. 28 | Mechan. Gleichrichter |
| *465 964 | 21c/59 | 28. 9. 28 | Fliehkraftregler |
| 465 965 | 21g/11 | 29. 9. 28 | Gleichrichter |
| *465 982 | 21a$^{4}$/48 | 29. 9. 28 | Beseitigung von Peilfehlern |
| *465 984 | 21c/59 | 28. 9. 28 | Drehzahlregler |
| 465 987 | 21e/27 | 27. 9. 28 | Prüfung von Kondensatoren |
| 466 030 | 21a$^{4}$/22 | 29. 9. 28 | Beseitig. atm. Störungen |
| 466 031 | 21a$^{4}$/29 | 29. 9. 28 | Vielstufiger Röhrenverstärker |
| *466 075 | 21g/13 | 1. 10. 28 | Glühkathode |
| 466 126 | 21g/10 | 11. 10. 28 | Drehkondensator |
| 466 137 | 21c/55 | 3. 10. 28 | Hochohmwiderstand |
| 466 138 | 21c/55 | 3. 10. 28 | Hochohmwiderstand |
| 466 200 | 21a$^{4}$/77 | 3. 10. 28 | Röhrenfassung |
| 466 456 | 21a$^{1}$/32 | 5. 10. 28 | Synchronisierungsverfahren |
| 466 457 | 21a$^{2}$/11 | 6. 10. 28 | Lautsprechermembran |
| 466 460 | 21a$^{4}$/22 | 8. 10. 28 | Störbefreiung |
| *466 462 | 21g/13 | 8. 10. 28 | Herstellung von Glühkathoden |
| 466 533 | 21g/10 | 6. 10. 28 | Kondensator |
| 466 534 | 21g/10 | 8. 10. 28 | Veränderlicher Kondensator |
| 466 582 | 21a$^{1}$/32 | 8. 10. 28 | Bilderübertragung |
| 466 583 | 21c/22 | 9 10. 28 | Einpoliger Stecker |
| *466 630 | 21a$^{4}$/1 | 9. 10. 28 | Beseitigung störender Pulsationen |
| *466 687 | 21a$^{4}$/52 | 13. 10. 28 | Geheimtelegraphie |
| *466 764 | 21a$^{4}$/6 | 12. 10. 28 | Frequenzvervielfachung |
| *466 765 | 21a$^{4}$/8 | 11. 10. 28 | Schutzeinrichtung für Piezokristalle |
| 466 885 | 21a$^{2}$/8 | 12. 10. 28 | Umwandlung elektrischer Schwingungen in Schallwellen |
| 466 953 | 21a$^{2}$/11 | 17. 10. 28 | Hohlkugelmembranen |
| 466 960 | 21g/29 | 15. 10. 28 | Lichtelektrische Zelle |
| *467 022 | 21a$^{4}$/14 | 16. 10. 28 | Modulationseinrichtung |
| 467 053 | 21g/31 | 18. 10. 28 | Herstellung von Magnetkörpern |
| 467 055 | 21g/31 | 18. 10. 28 | Untersuchung von Perlen |
| 467 056 | 21g/31 | 18. 10. 28 | Magnetisches Material |
| 467 122 | 21a$^{1}$/32 | 23. 10. 28 | Bildtelegraphie |
| 467 133 | 21c/55 | 20. 10. 28 | Hochohmwiderstand |
| 467 191 | 21a$^{4}$/22 | 23. 10. 23 | Störbefreiung |
| 467 200 | 21e/55 | 20. 10. 28 | Hochohmwiderstand |
| 467 236 | 21a$^{2}$/3 | 22. 10. 28 | Schaltung für elektrostatische Mikrophone |
| 467 237 | 21a$^{2}$/41 | 22. 10. 28 | Verstärkerschaltung |
| 467 279 | 21a$^{4}$/35 | 22. 10. 28 | Röhrenschutzschaltung für Lautsprecher |
| 467 291 | 21g/10 | 22. 10. 28 | Drehkondensator |
| 467 292 | 21g/10 | 22. 10. 28 | Drehkondensator |
| *467 322 | 21a$^{4}$/64 | 23. 10. 28 | Antennensystem |
| *467 323 | 21g/13 | 23. 10. 28 | Oxydkathode |
| 467 343 | 21g/10 | 24. 10. 28 | Drehkondensator |
| 467 344 | 21g/31 | 24. 10. 28 | Magnetisches Material |
| 467 421 | 21a$^{2}$/12 | 24. 10. 28 | Umformer |
| *467 467 | 21g/13 | 23. 10. 28 | Entladungsröhre |
| *467 594 | 21a$^{4}$/8 | 26. 10. 28 | Herstellung von Piezokristallen |
| *467 629 | 21a$^{4}$/71 | 26. 10. 28 | Piezoelektrische Wellenkontrolle |
| 467 652 | 21g/15 | 27. 10. 28 | Pendelgleichrichter |
| *467 675 | 21g/13 | 26. 10. 28 | Glühkathode |

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

# Referate.

**C. N. Anderson.** (American Telephone und Telegraph Co.) Die Beziehung zwischen der transatlantischen drahtlosen Telegraphie mit langen Wellen und anderen Erscheinungen, die durch die Sonnentätigkeit beeinflußt werden. (Correlation of long wave transatlantic radio transmission with other factors affected by solar activity.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 297—347, 1928.

In der Arbeit werden folgende Erscheinungen in Betracht gezogen:

1. Zahl der Sonnenflecken, 2. Sonnenstrahlung (Solarkonstante), 3. magnetisches Erdfeld und seine Aenderungen, 4. Luft-Elektrizität, 5. Nordlicht, 6. Erdströme, 7. drahtlose transatlantische Uebertragung mit langen Wellen bei Tag und Nacht und bei Sonnenauf- und -untergang. Der Verfasser stellt das Wichtigste, was über diese Erscheinungen bekannt, aber im allgemeinen wohl denjenigen, die sich hauptsächlich mit drahtloser Telegraphie beschäftigen, nicht geläufig ist, in sehr verdienstvoller Weise unter Verwendung vieler Abbildungen zusammen.

Das Ergebnis gibt er selbst in folgender Form an. Hohe Feldstärken der drahtlosen Uebertragung bei Tag ($f = 57\,000$/sec) erhält man während Perioden von besonders starker magnetischer Tätigkeit. In den meisten Fällen treffen die magnetischen Störungen früher ein, als die hohen Feldstärken bei der drahtlosen Uebertragung. Es kommt aber auch vor, daß das plötzliche Emporschnellen zu hohen Werten der Feldstärke vorangeht und gelegentlich auch, daß ein allmählicher Anstieg zu den hohen Werten erfolgt ohne jeden Zusammenhang mit magnetischen Störungen. Von Interesse ist ein Fall von ungewöhnlich niedriger Feldstärke und gleichzeitig besonders geringen magnetischen Störungen einige Wochen vor und nach dem 1. Dezember. Am 7. Dezember ging der Sonnenäquator (Gegend von besonders geringer

Digitized by Google

Sonnentätigkeit) durch die Verbindungslinie Sonne—Erde hindurch.

Besonders starke Störungen der drahtlosen Uebertragung bei Nacht (immer bei $f = 57\,000$/sec) erscheinen immer gleichzeitig mit den magnetischen Störungen. Aber während der Uebergang zu normalen Bedingungen bei dem magnetischen Erdfeld gewöhnlich nur wenige Tage dauert, kann es sich bei der drahtlosen Uebertragung unter Umständen um 6—8 Wochen handeln.

Geht man auf die Störungen von geerdeten Telegraphenlinien näher ein, so zeigt sich, daß die Zeiten des Beginns und des Maximums dieser und der magnetischen Störungen nicht zusammenfallen. Man muß also der Auffassung beipflichten, daß diese beiden Erscheinungen, Erdströme und Störungen des magnetischen Feldes der Erde, in keinem einfachen Zusammenhang stehen.

Der Verfasser meint, man müsse wohl dasselbe von all den anderen, oben aufgeführten Erscheinungen sagen, die er in seiner Arbeit behandelt hat.

J. Zenneck.

**H. A. Wheeler.** Automatische Regelung der Empfangsintensität. (Automatic volume control for radio receiving sets.) (Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 30—39, 1928. (Aus der Hazeltine-Corporation.)

Der Gedanke, der in dem nebenstehenden Schema Bild 1 sich ausdrückt, ist der folgende: Der durch den Gleichrichter gleichgerichtete Trägerstrom liefert eine

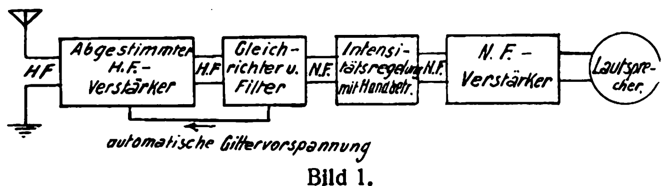



Bild 1.

Gleichspannung an das Gitter des Hochspannungsverstärkers. Je höher diese Spannung ist, um so geringer wird die Verstärkung durch diesen Verstärker. Man erreicht dadurch, daß bei starken Zeichen die Verstärker nur wenig verstärken, bei schwachen Zeichen dagegen gute Verstärkung geben. Infolge davon hängt die Intensität des Lautsprechers in viel

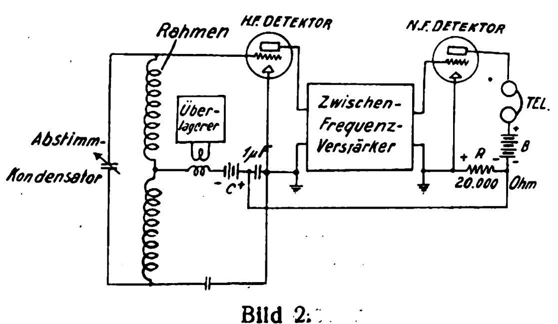



Bild 2.

geringerem Maße von der Intensität der auftretenden Zeichen ab als ohne diese Regelung, die im übrigen, wie das Bild zeigt, auch noch durch eine von Hand betätigte unterstützt wird.

Der Verfasser weist schon darauf hin, daß ein ähnlicher Gedanke in dem Brit. Pat. der West. El. Co. 259 664 vom 14. 7. 1925 enhalten ist. In der Diskussion macht G. W. Pickard darauf aufmerksam, daß er in einer Veröffentlichung vom 12. Dezember 1923 in den Proc. of the Inst. of Radio Eng. dieselbe Idee ausgesprochen hat.

E. Bruce (Bell Tel. Lab.) berichtet über eine Anordnung (Bild 2) mit Zwischenfrequenz, bei der die regelnde Gleichspannung dem Anodenkreis des Niederfrequenz-Detektors entnommen und dem Gitter des Hochfrequenz-Detektors zugeführt wird. Was diese Anordnung leistet, zeigt die gemessene Charakteristik von Bild 3, in dem als Abszissen in logarith.

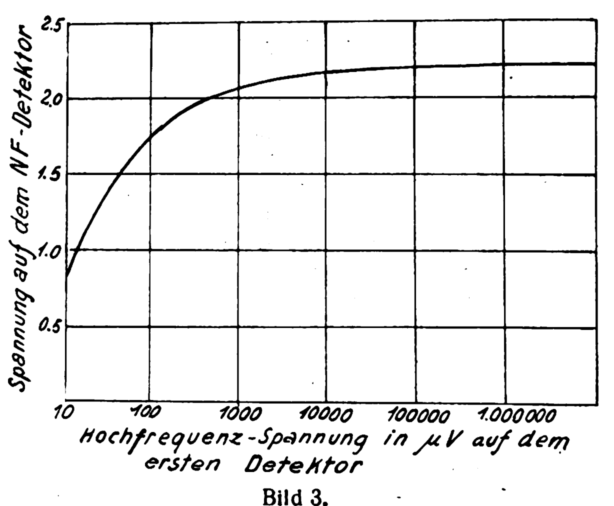



Bild 3.

Maßstab die Werte der Hochfrequenzspannung auf den ersten Detektor in $\mu V$, als Ordinaten die Spannungen, die auf den Niederfrequenz-Detektor wirken, aufgetragen sind. Bruce sowohl wie Pickard betonen, daß die praktische Bedeutung solcher Anordnungen dadurch vermindert wird, daß mit dem Steigen und Fallen der Zeichenintensität auch die Intensität der atmosphärischen Störungen und ebenso der Geräusche des Empfängers steigen und fallen.

J. Zenneck.

**K. McIlvain** und **W. S. Thompson.** Die Messung der Feldstärke des Rundfunksenders in Philadelphia. (A Radio field strength survey of Philadelphia.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 181—192, 1928.

Die Verfasser haben über einen langen Zeitraum an den verschiedensten Stellen in und um Philadelphia die Feldstärke des dortigen Rundfunksenders gemessen und ihre Messungen in Form von Kurven gleicher Feldstärke in die Karte von Philadelphia und seiner Umgebung eingetragen. Bezüglich der Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden.

Von allgemeinerem Interese sind eine Anzahl von Einzelbeobachtungen. In der Stadt machen sich die lokalen Einflüsse von benachbarten Gebäuden stark bemerkbar. Die Werte, die man an einer Seite einer Straße bekommt, sind nicht identisch mit denjenigen an derselben Stelle, aber auf der anderen Seite der Straße. Ebenso sind sie am Boden unter Umständen verschieden von den Werten auf einem 3—4-stöckigen Haus an ungefähr derselben Stelle. Der Bau eines Gebäudes mit Eisen-Konstruktion änderte die Feldstärke in der Nähe und dahinter erheblich. Besonders geringe Abnahme zeigte die Feldstärke längs des Delaware-Flusses, vielleicht zum Teil einfach deshalb, weil dort keine schattenwerfenden Gebäude vorhanden sind.

J. Zenneck.

Digitized by Google

# Bücherbesprechungen.

**Hochfrequenzmeßtechnik.** Ihre wissenschaftlichen und praktischen Grundlagen. Von Dr.-Ing. A. Hund. 2. vermehrte und verbesserte Auflage. XVIII und 526 Seiten mit 287 Textfiguren. 8°. Berlin 1928, Verlag von Julius Springer. Geb. Mk. 39,—.

Der Verfasser, der Mitglied des Bureau of Standards und durch seine Arbeiten auf dem Gebiet der Hochfrequenzmeßtechnik sehr gut bekannt ist, hat in diesem Buche wohl alles besprochen, was für Messungen auf dem Hochfrequenzgebiet in Betracht kommt. Es zerfällt in einen vorwiegend experimentellen Teil, Kapitel I—XXIII, der die verschiedenen Meßmethoden, und einen mehr theoretischen Teil, Kapitel XXIV bis XXVIII, der die methematische Behandlung von Hochfrequenzproblemen umfaßt. Der experimentelle Teil ist besonders reichhaltig, wie die folgenden Kapitelüberschritten zeigen: I. Hochfrequenzgeneratoren, II. Spannungs- und Stromwandler, III. Die Phasenwandler, IV. Die Frequenzwandler, V. Die Gleichrichtung von Strömen, VI. Strom-, Spannungs- und Energieverstärker, VII. Die Kathodenstrahlröhre als Hochfrequenzoszillograph, VIII. Differentialsysteme, IX. Apparate und Systeme für die Messung von Hochfrequenzströmen, X. Spannungsmessung, XI. Bestimmung der Wellenlänge, Periodenzahl und Periodendauer, XII. Bestimmung der Wellengruppenfrequenz und der brauchbaren Schwingungen per Wellenzug, XIII. Bestimmung der Kapazität, XIV. Die Bestimmung des Koeffizienten der Selbstinduktion, XV. Bestimmung der Koeffizienten der gegenseitigen Induktion und der Kopplung, XVI. Bestimmung des wirksamen Widerstandes, XVII. Die Messung von Hochfrequenzleistungen, XVIII. Bestimmung des Dekrements, des Leistungsfaktors, der Phasenverschiebung und der Resonanzschärfe, XIX. Messungen an Lichtbogengeneratoren, XX. Ferromagnetische Untersuchungen, XXI. Vakuumröhrenmessungen, XXII. Antennenuntersuchungen, XXIII. Verschiedene Meßmethoden. — Es gibt kaum eine ernst zu nehmende Meßmethode, die in dem Buch nicht enthalten ist.

Angenehm hat mich berührt, daß Messungen mit Hilfe der Braunschen Röhre sehr eingehend berücksichtigt sind. Es steht ja kaum irgendein anderer Apparat zur Verfügung, der auf dem Gebiet der Hochfrequenz eine so vielseitige Verwendung zuläßt und so schnell und anschaulich über Schwingungsvorgänge unterrichtet, wie diese Röhre. Ich habe mich deshalb immer gewundert, daß es so lange dauerte, bis sie in solchen Laboratorien, die auf dem Hochfrequenzgebiet arbeiten, Eingang gefunden hat.

Vielleicht ist der Verfasser in dem Bestreben, die Meßmethoden möglichst vollständig aufzuführen, etwas zu weit gegangen; ich könnte mir jedenfalls vorstellen, daß das Buch gewinnen würde, wenn bei einer Neuauflage eine Anzahl weniger wichtiger Methoden weggelassen würden. Empfehlen möchte ich auch bei einer Neuauflage, an manchen Stellen den deutschen Ausdruck zu verbessern und manche ungewöhnlichen Bezeichnungen durch die in Deutschland üblichen zu ersetzen. J. Zenneck.

**Wireless principles und practice.** Von L. S. Palmer. 504 Seiten mit 307 Textfiguren. 8°. London 1928, Longmans, Green and Co.

Das Buch ist das Ergebnis ernster Arbeit. Das geht aus der sorgfältigen Besprechung der einzelnen Fragen mit Sicherheit hervor. Schon die ausführlichen Literaturangaben am Ende jeden Abschnitts und die zahlreichen Literaturhinweise im Text machen einen guten Eindruck; sie zeigen, daß der Verfasser sich der nicht leichten Aufgabe unterzogen hat, die Literatur aller Länder über diesen Gegenstand zu studieren. Der Inhalt umfaßt ungefähr alles, was man billigerweise von einem modernen Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie erwarten kann.

Vorausgesetzt wird beim Leser die Kenntnis der theoretischen Physik, soweit man sie bei der Theorie der Wechselströme im weitesten Sinne des Wortes und bei der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen braucht.

Die Darstellung ist im allgemeinen durchaus klar. Aber sie dürfte meinem Geschmack nach manchmal etwas einfacher und knapper sein. Das Wichtige würde wohl besser hervortreten, wenn manches Nebensächliche weggelassen und manche Zwischenrechnung unterdrückt würde.

Hervorheben möchte ich, daß man dem Buche anmerkt, daß der Verfasser, der früher Radioengineer bei der Britischen Admiralität war, die drahtlose Telegraphie nicht nur aus Büchern und dem Laboratorium, sondern auch aus der Praxis kennt.

J. Zenneck.

**Wireless direction finding and directional reception.** Von R. Keen. 2. vermehrte Auflage, 490 Seiten mit 329 Textfiguren. 8°. „The Wireless World" Iliffe u. Sons. London, Ltd., Onset House, Tudor street 1927. Preis 21,— s.

Das Buch behandelt alle Fragen, die bei der Funkpeilung und ihrer Anwendung in der Praxis auftreten, die Eigenschaften von Antennen für gerichtete Aussendung und gerichteten Empfang von Wellen, Radiogoniometer, die verschiedenen Kartenarten, die Ausnützung der Funkpeilung in der Navigation, ihre Störungen, z. B. durch den Nachteffekt, Einrichtungen für Funkpeilungen am Lande, auf Schiffen und auf Flugzeugen und endlich die Ermittlung und Abstellung von allen möglichen Fehlern an solchen Einrichtungen.

Die Darstellung ist elementar in dem Sinne, daß an die Vorkenntnisse des Lesers, insbesondere an die mathematischen, nur äußerst geringe Anforderungen gestellt werden. Sie ist aber durchaus nicht elementar, wenn man damit eine Darstellung meint, die nur auf die Elemente der Sache eingeht. Im Gegenteil werden in dem Buch ungefähr alle, zum Teil durchaus nicht einfachen Fragen eingehend besprochen, die bei Verwendung der drahtlosen Telegraphie für Richtungs- und Ortsbestimmung interessieren.

Der Verfasser versteht es ganz ausgezeichnet, solche Fragen in einfacher Sprache und durch schematische Figuren klar zu machen. Die Anschaulichkeit seiner Darstellung ist meinem Geschmack nach nicht leicht zu übertreffen.

Dem Buch ist am Schluß ein ausführliches Literaturverzeichnis von 374 Arbeiten auf diesem Gebiet beigegeben.

Ich empfehle das Buch jedem, der sich über die physikalischen Grundlagen oder über die Praxis der Funkpeilung unterrichten will. J. Zenneck.


Digitized by Google

Band 33 Februar 1929 Heft 2

# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie




**Gegründet 1907**

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.),

herausgegeben von

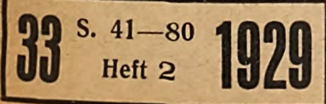
Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9





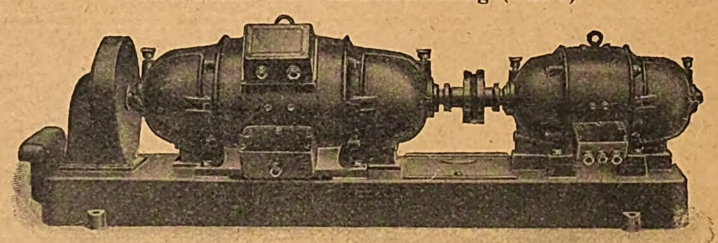

*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3,50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google

# Gleichstrom-Hochspannungs-Dynamos

**für Sender :: für 2000-10000 Volt Spannung**

offene Bauart und Marineausführung (DGM.)



# Doppelstrom-Generatoren

(Gleichstrom-Gleichstrom-Doppelstrom-Umformer) maximale Leistung 1200 Volt, 120 Watt

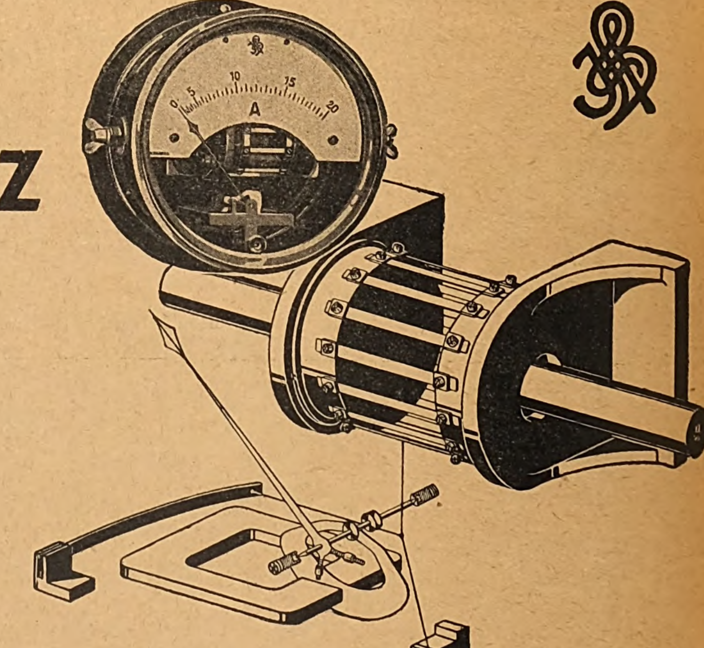
**besonders geeignet für Funk-Kurzwellensender usw.**

**Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!** **Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!**

BEW **Bayerische Elektricitäts-Werke**
Fabrik **Landshut** Bayern

# H&B HOCHFREQUENZ MESSGERÄTE

Hitzband-Amperemeter für Antennenströme bauen wir in einer bewährten Sonderausführung: auf einem Kreiszylinder sind Platiniridium-Bänder als Hitzbänder angeordnet. Die Bänder dehnen sich durch die vom Meßstrom erzeugte Wärme, — die Änderungen der Bandlänge wird durch den Spannfaden auf den Zeiger übertragen. Dies einzigartige Gerät gibt peinlich genau Anzeige — ist verwendbar bis 300 Amp.




# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT A M**




Digitized by Google

Band 33 Februar 1929 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.
Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Beseitigung der Nebenfrequenzen beim statischen Frequenzwandler.

Von **Hermann Freese.**

Schluß.*)

## II. Beseitigung der Nebenfrequenzen.

Von den vielen Möglichkeiten, die schon zur Beseitigung von Störfrequenzen angegeben sind[13]), soll hier eine untersucht werden, und zwar die, daß man den unerwünschten Nebenfrequenzen durch eine Stromverzweigung Gelegenheit gibt, sich außerhalb desjenigen Leiterteils auszugleichen, der nur die reine Nutzfrequenz führen soll, daß man also an die Punkte $p$ der Schaltskizzen Absorptionskreise legt, welche für die schädlichen Frequenzen geringen, für die Nutzfrequenz dagegen hohen Widerstand haben.

Das bisher angewandte Meßverfahren eignet sich sehr gut dazu, die Wirkung derartiger Schaltungen in doppelter Weise erkennen zu lassen: einmal im Spektrum durch Sinken der Nebenwellen, sodann dadurch, daß im Oszillogramm die maximalen und minimalen Werte der Amplitude während einer Periode des Primärstroms sich weniger voneinander unterscheiden als vorher.

Bezüglich der Beschaffenheit der Absorptionskreise würde es am günstigsten sein, wenn ihr eigenes Stromspektrum (bei konstanter Spannung) sich mit dem des zu reinigenden Stromes deckt, nur mit dem einen Unterschied, daß an Stelle des Hauptmaximums ein Tal liegen muß. Man könnte also an eine Siebkette mit gerader Gliederzahl und fester Kopplung denken. Abgesehen von der großen Komplikation, die dadurch eingeführt wird, zeigt aber die Rechnung[14]), daß die einzelnen Maxima sich nicht so um die Symmetrielinien des mittelsten Minimums gruppieren, daß sie gerade alle mit den in unserem Falle vorhandenen Frequenzen zusammenfallen. Für jedes zur Hauptfrequenz symmetrisch liegende Paar von Nebenfrequenzen läßt sich jedoch ein eigenes zweigliedriges Absorptionssystem verwenden. Um deren Wirkung überhaupt kennen zu lernen, soll im folgenden die Absorption nur für 1 Paar von Nebenfrequenzen, nämlich für die wichtigsten bei Verfünfzehnfachung, die 13. und 17. angewandt werden.

### A. Zusammensetzung von Absorptionskreisen.

a) Parallel geschaltete Absorptionskreise.

Das geforderte Absorptionssystem wurde einmal auf eine in Brit. Pat. Nr. 263 825 (Lorenz) am 2. III. 27 veröffentlichte Weise zusammengestellt, nämlich aus zwei parallelgeschalteten Schwingungskreisen, von der der eine ($C_-$, $L_-$) auf die 13., der andere ($C_+ L_+$) auf die 17. Harmonische abgestimmt ist, und zwar so, daß die Parallelschaltung beider grade für die 15. Harmonische als Sperrkreis wirkt (Bild 17). Die Kreisbestandteile waren mit geringen quantitativen Aenderungen dieselben wie die weiter unten in

*) I. Teil ds. Ztschr. 33, S. 1, 1929, H. 1.

13) D. R. P. 431 256; 432 680; 440 545; 443 403; 444 261 448 060; 450 395; 452 092. Brit. Pat. Nr. 207 781; 263 825; 266 178; 267 916. Franz. Pat. Nr. 566 555; 628 407; 629 953.

14) Riegger, Wiss. Veröff. a. d. Siemens Konz. 1, S. 126, 1922, Heft 3.



b) für die gekoppelten Kreise angegebenen. Ueber ihre Charakteristik siehe c) Kontrolle der richtigen Einstellung.

b) Gekoppelte Absorptionskreise.

Ein Absorptionssystem mit den verlangten Eigenschaften wurde außerdem nach Vorschlag von Herrn Geheimrat Zenneck durch zwei gleichgestimmte induktiv festgekoppelte Schwingungskreise realisiert. (Bild 18.) Die Größe der ungekoppelten Eigenschwingung dieser Kreise muß dann angenähert gleich der Nutzfrequenz, die Koppelfrequenzen gleich den zu absorbierenden Nebenfrequenzen sein. Die genauen Größen folgen aus der bekannten[15]) Beziehung:

$$\text{Kopplungsgrad } K' = 1 - \left(\frac{N}{N_1}\right)^2 = \left(\frac{N}{N_2}\right)^2 - 1$$

worin $N$ = ungekoppelte Eigenfrequenz,
$N_1$ = größere Koppelfrequenz,
$N_2$ = kleinere Koppelfrequenz.

Hier ist also $N_1 = 17$, $N_2 = 13$, somit $N = 14{,}6$ und $K' = 0{,}26$.

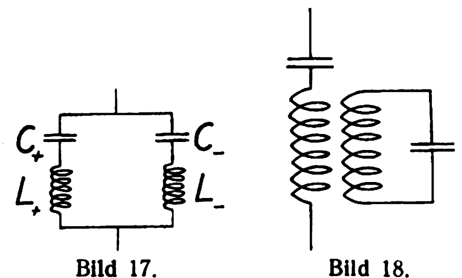



Bild 17. Parallelgeschaltete Absorptionskreise.

Bild 18. Gekoppelte Absorptionskreise.

Die Kreise wurden aus je einer Luftspule von 0,036 H und je einem Luftdrehkondensator mit parallel geschalteten Glasplattenkondensatoren (ca. 10 000 cm in jedem Kreis) gebildet und die Luftspulen koachsial auf 53 mm Abstand gebracht. Ueber die Charakteristik dieses Systems siehe bei c) Kontrolle der richtigen Einstellung.

c) Kontrolle der richtigen Einstellung

Daß die nach *a* und *b* berechneten Kreise nun auch wirklich die 13. und 17. Harmonische durchlassen, die 15. aber sperren, wurde schließlich durch Aufnahme der Stromfrequenzkurve bei konstanter Spannung nachgeprüft. Der reine Sinusstrom für diese Messung stammte von dem Eichröhrengenerator des Bildes 7, die konstante Spannung von etwa 0,7 V wurde an dem bereits erwähnten Hitzdrahtampèremeter von ca. 130 $\Omega$ Widerstand abgenommen und der Strom durch die Absorptionskreise durch Vakuumthermoelement und Galvanometer gemessen. Bild 19 zeigt die so erhaltenen Resonanzkurven und mit ihnen die für das folgende wichtige Tatsache, daß in unserem Fall die parallelen Absorptionskreise ca. halb so viel Widerstand hatten wie die gekoppelten.

Bei den meisten Versuchen wurden die parallelen Absorptionskreise verwendet, und zwar aus rein technischen Gründen: die Einstellung der Kopplung machte die Handhabung der anderen Kreise unbequemer. Zudem mußten ihre Induktivitäten viel weiter von dem empfindlichen Wellenmesser entfernt gehalten werden, weil sie sich nicht in der horizontalen Lage verwenden ließen, welche zur Vermeidung der Streufeldeinflüsse durch die übrige Anordnung geboten war. Es werden darum im folgenden von den gekoppelten Kreisen nur einige Bilder gebracht, die, wie schon Bild 19, beweisen, daß in der Tat kein prinzipieller Unterschied zwischen den beiden Arten von Absorptionskreisen besteht.

## B. Einfügung der Absorptionskreise in die Schaltung.

a) Die verschiedenen Anordnungen.

Nach der Patentschrift von Lorenz werden die parallelen Abskorptionskreise an einen Teil der sekundären Induktivität gelegt und an diesem Teil dann der Tertiärkreis angekoppelt. Es ist zu erwarten, daß es nicht einerlei sein kann, wie groß dieser Teil der sekundären Induktivität ist. Ist er extrem klein, so kann die Wirkung der Absorptionskreise nicht erheblich sein, weil dann natürlich auch die Nebenfrequenzen leichter durch diesen Teil als durch die Absorptionskreise fließen, welche auch bei der Resonanzabstimmung immer noch einen gewissen Verlustwiderstand behalten. Wird er sehr groß, so

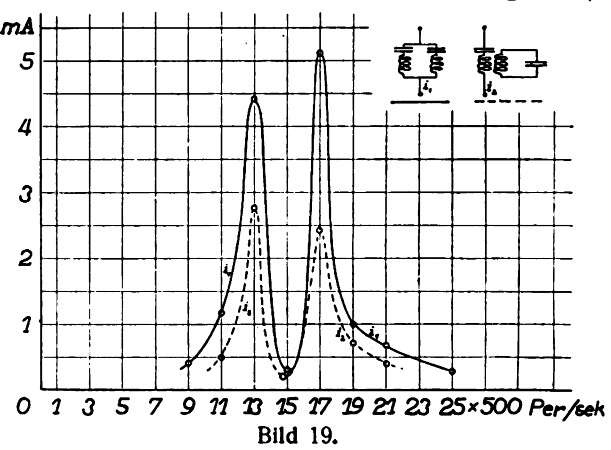



Bild 19. Resonanzkurven der Absorptionssysteme.

bedeutet das eine feste Ankopplung der Absorptionskreise an den Sekundärkreis und dadurch werden verwickeltere Koppelfrequenzen entstehen. Die Versuche bestätigen diese Erwartung, und zwar nicht nur für induktive, sondern auch für kapazitive und reine Widerstandskopplung des Absorptionssystems an das sekundäre sowohl wie an das tertiäre. Für induktive Kopplung wird das in folgendem dargelegt werden.

Neben diesem Einfluß der Ankopplung des Absorptionssystems wird dabei noch von einem zweiten, der mit der Abstimmung des zu reinigenden Systems in Zusammenhang steht, zu reden ist.

Vorher aber sei als wichtigste Tatsache die betont, daß die erwartete Reinigung durch ein Absorptionssystem wirklich in weitgehendem Maße zu erreichen ist. Um sich davon zu überzeugen, betrachte man die im vorigen Abschnitt schon gebrachten Bilder 9, 10 (für Sekundärkreis) und 13, 14 (für Tertiärkreis), die ungefähr mit den günstigsten Vorbedingungen betreffs der erwähnten beiden Einflüsse gemacht wurden. Jetzt kommen also die Oszillogramme *b* und die Punkte ● der Spektren zu ihrer Bedeutung, die, wie schon früher gesagt, die Verhältnisse darstellen, wenn zwischen den Punkten *p* des jeweiligen Schaltschemas ein Absorptionssystem liegt. Im allgemeinen geben die Oszillogramme ein besseres

[15]) z. B. Zenneck, Lehrbuch.

Digitized by Google

Bild von der Wirkung des Absorptionssystems als die Spektren. Die Punkte ○ und ● in den Spektren

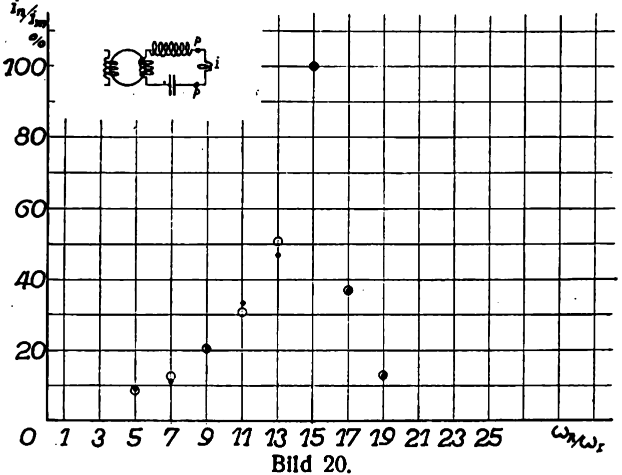


Bild 20.
Wie 9, nur statt paralleler Absorptionskreise gekoppelte.

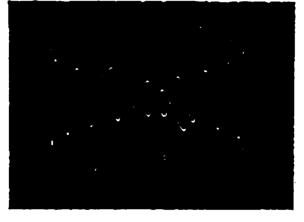

Bild 20a.


Bild 20b.

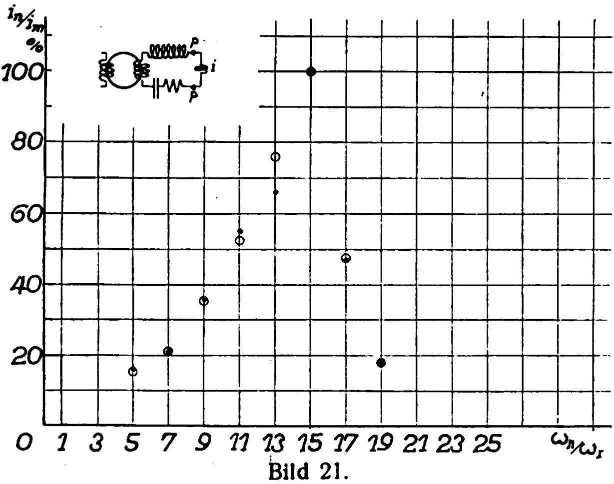


Bild 21.
Wie 10, nur statt paralleler Absorptionskreise gekoppelte.


Bild 21a.


Bild 21b.

sind für jede Frequenz unmittelbar zusammen gemessen, so daß der Vergleich zwischen beiden von der a b s o l u t e n Meßgenauigkeit unabhängig ist. Im folgenden sollen die einzelnen Ergebnisse zunächst für einen sekundären, dann für einen tertiären Kreis diskutiert werden.

b) Sekundärkreis.

Im Sekundärkreis war von den vorhin genannten Einflüssen nur der eine nennenswert, nämlich der der A n k o p p l u n g des Absorptionssystems. Der andere, der Einfluß der A b s t i m m u n g, bringt nichts Neues; das Absorptionssystem wirkt bei Bild 11 und 12, die ja, wie Seite 7 beschrieben wurde, sich von 9 nur durch schwache Verstimmung des Sekundärkreises unterscheiden, nicht merklich anders als in 9 auch.

Wie schon gesagt, war für 9 die Ankopplung des Absorptionssystems gerade am günstigsten gewählt, und genau dieselbe wurde auch in Bild 11 und 12 beibehalten. In dem jedesmal mit eingezeichneten Schaltschema ist die Stärke dieser Ankopplung durch

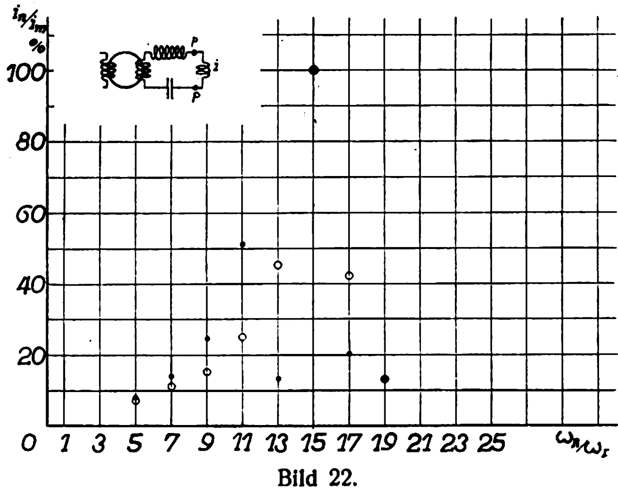


Bild 22.
Wie 9, nur Absorptionssysteme fester an II gekoppelt.

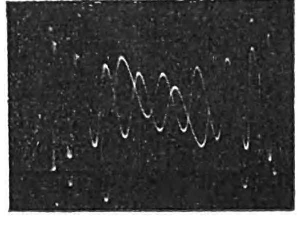

Bild 22a.

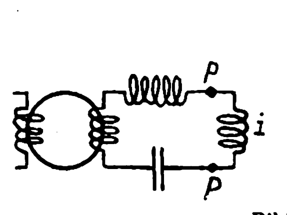

Bild 22b.

die Windungszahl der parallel zum Absorptionssystem liegenden Koppelinduktivität gekennzeichnet, hier für den günstigsten Fall durch eine Windung. Koppelt man noch loser an, so ist überhaupt keine Wirkung des Absorptionssystems zu konstatieren, Oszillogramme *a* und *b* sind identisch, ebenso die Lage der Punkte ○ und ● im Spektrum. Deshalb wurden davon gar keine Bilder gemacht. Für den günstigsten Fall (Bild 9—12) gilt nun ganz besonders, daß die Oszillogramme deutlicher sind als die Resonanzkurve. Die Oszillogramme zeigen eine klare Entdämpfung des Kurvenzuges, während man in den Spektren sieht, daß nur die höheren Nebenwellen (17. und 19. Harmonische) etwas geschwächt werden, während die 13. fast unverändert bleibt. Bei der 11. ist sogar ein geringer Anstieg unverkennbar. Die weiter weg liegenden Nebenwellen bleiben schwach und kaum geändert. Um ungefähre Zahlenangaben über diese günstige Kopplung zu machen: der Widerstand der betrachteten Koppelinduktivität beträgt für die 15. Harmonische etwa die Hälfte der Widerstandsminima von Bild 19. Dieses Zahlen v e r h ä l t n i s gilt für die gekoppelten Absorptionskreise genau so wie für die

Digitized by Google

parallelgeschalteten, so daß der Absolutwert jenes Teils der sekundären Induktivität für die gekoppelten Absorptionskreise etwa doppelt so groß sein mußte wie für parallelgeschaltete, wenn die Wirkung des Absorptionssystems in beiden Fällen dieselbe sein sollte. Mit dieser Einstellung wurden Bild 20 und 21 für gekoppelte Absorptionskreise gemacht. Der Befund unterscheidet sich kaum von dem in Bild 9 und 10 (parallele Absorptionskreise), womit also gezeigt ist, daß bei Berücksichtigung der Widerstandsverhältnisse die beiden in II A. beschriebenen Absorptionssysteme tatsächlich die gleichen Wirkungen haben.

Verstärkt man nun die Ankopplung des Absorptionssystems weiter, so kommt man, wenn sich



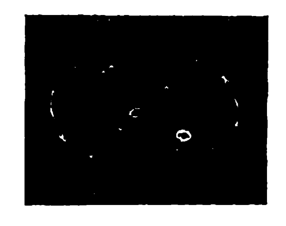


**Bild 23.**
**Wie 22, schwach gedämpft, Absorptionssystem jedoch noch fester an II gekoppelt.**

Koppelwiderstand zu Resonanzwiderstand des Absorptionskreises wie etwa 1 : 1 verhalten, zu Bild 22 (schwach gedämpft). Hier ist die Wirkung des Absorptionssystems schon entschieden ungünstig. Das läßt nicht nur die Schwebung in den Oszillogrammen, sondern auch das Spektrum deutlich erkennen. Zwar werden 13. und 17. Harmonische wesentlich geschwächt, dafür steigt aber die 11. auf Beträge, welche nicht einmal die 13. und 17. vor Anlegen des Absorptionssystems erreichen.

Um zu sehen, wo das bei immer stärkerer Ankopplung des Absorptionssystems hinführt, bedarf es gar nicht mehr der Analyse mit dem Wellenmesser. Vielmehr zeigen schon allein die Oszillogramme

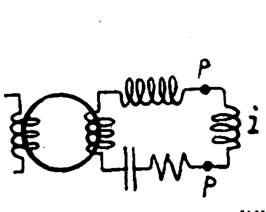




**Bild 24.**
**Wie 23, aber stark gedämpft.**

Bild 23 (schwach gedämpft) und Bild 24 (stark gedämpft), daß die 11. Harmonische zur Hauptfrequenz also größer als die eigentlich gewünschte 15. Harmonische wird. Besonders schön ist in diesen beiden Bildern zu sehen, wie bei zunehmender Dämpfung die 4 Amplituden, welche schon in Bild 22 und 23 die kleinsten waren, ganz verschwinden, so daß schließlich 11 Amplituden in Bild 24 übrigbleiben.

Bei Bild 25 (schwach gedämpft) und 26 (stark gedämpft) endlich hat der Anteil der Induktivität, an welchen die Absorptionskreise gekoppelt sind, den Betrag von etwa 50% der gesamten in II enthaltenen Induktivität erreicht. Während Bild 25 die obere Koppelfrequenz ($21 \cdot \omega$) deutlich zeigt, ist in 26 besser die untere ($9 \cdot \omega$) zu erkennen. Für die praktische Anwendung können die starken Ankopplungen der Bilder 22 bis 26 keine Bedeutung mehr haben.

Zu Bild 23—26 ist noch einmal darauf hinzuweisen, daß sie nur mit eingeschalteten Absorptionskreisen (wie die Oszillogramme *b* bisher) aufgenommen wurden, weil die Aufnahmen bei ausgeschalteten Absorptionskreisen kaum von den entsprechenden früheren Bildern 9a usw. abweichen.

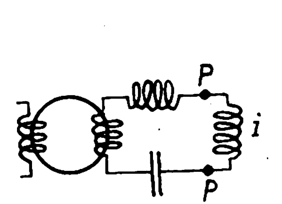
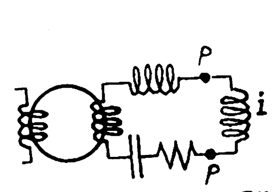




**Bild 25.**
**Wie 23, schwach gedämpft, aber Absorptionssystem sehr fest an II gekoppelt.**

c) Tertiärkreis.

Wie schon gesagt wurde, ist der Einfluß der Ankopplung der Absorptionskreise im Tertiärkreis derselbe wie im Sekundärkreis. Zwei Fälle zu fester Ankopplung an den Tertiärkreis zeigen die Oszillogramme 27 und 28 (beide für gleiche Dämpfung), wo



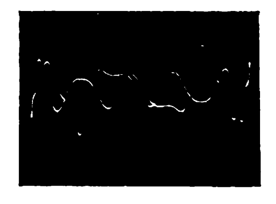
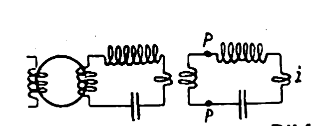


**Bild 26.**
**Wie 25, aber stark gedämpft.**

man dieselbe erst zweifache, dann dreifache Schwebung erkennt, welche dem auch für den Sekundärkreis in Bild 22—26 festgestellten Anwachsen weiter entfernter Nebenfrequenzen entspricht. Andererseits sind die schon in Bild 13 und 14 gezeigten Stromformen von $i_{III}$ sicher zu wenig von dem Absorptionssystem beeinflußt. Darum läßt sich auch von



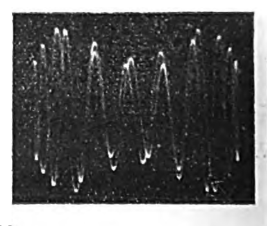


**Bild 27.**
**Tertiärkreis, schwach gedämpft, wie 13, Absorptionssystem jedoch fester an III gekoppelt.**

dem Anwachsen der 11. Harmonischen noch nichts Deutliches in diesen Bildern bemerken.

Das ist schon anders bei Bild 29 (schwach gedämpft) und Bild 30 (stark gedämpft)[16]), wo die Punkte *p* an einer andern Stelle des Tertiärkreises liegen (siehe Schaltskizze), nämlich so, daß die Absorptionskreise jetzt fester an den Tertiärkreis gekoppelt sind. Ihr Einfluß auf die 11. Harmonische ist jetzt wieder in deutlichem Anstieg zu sehen. Etwas

16) Deutlicher bei der schwachen Dämpfung (13 und 29) als bei der starken (14 und 30).

Digitized by Google

besser als im Spektrum zeigt sich hier in den Oszillogrammen, daß die entdämpfende Wirkung der Absorptionskreise, d. h. der Unterschied zwischen Oszillogramm *a* und *b* in 29 und 30 günstiger ist als in 13 und 14.

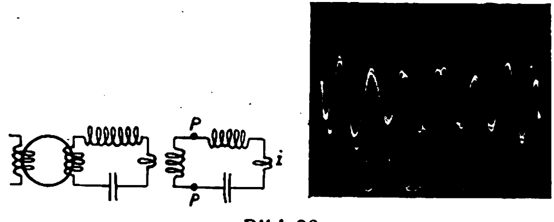


Bild 28.
**Tertiärkreis, schwach gedämpft, wie 27, Absorptionssystem jedoch noch fester an III gekoppelt.**

Diese günstige Ankopplung der Absorptionskreise an den Tertiärkreis liegt auch bei den Bildern vor, welche jetzt noch unter dem Gesichtpunkt des erwähnten Einflusses der Abstimmung betrachtet werden sollen. Zu Bild 15 und 16 wurde schon im Abschnitt I bemerkt, daß sie den Einfluß der Abstimmung des Tertiärkreises auf die Wirkung des Absorptionssystems für den Fall loser Kopplung zwischen

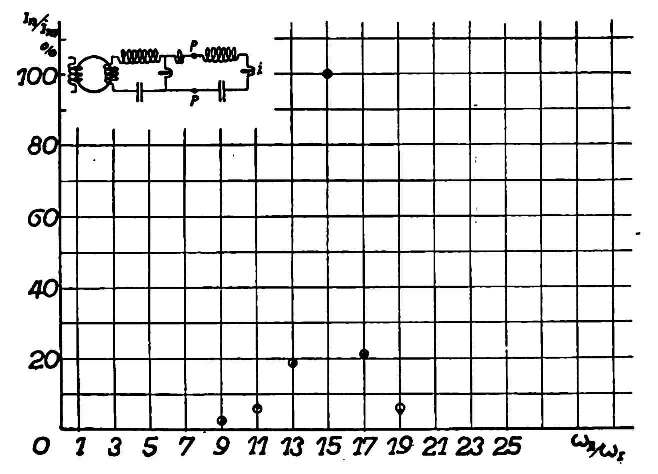



Bild 29.
**Tertiärkreis, schwach gedämpft, Absorptionssystem günstig an III gekoppelt.**

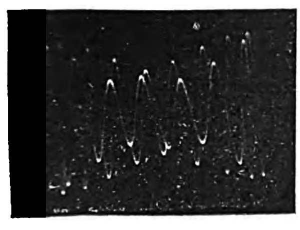


Bild 29a.



Bild 29b.

II und III erkennen lassen. Deutlicher aber wird der Einfluß der Abstimmung sichtbar in Oszillogrammen, die bei Kurzschluß des Ampèremeters von 130 $\Omega$ Widerstand, also bei viel kleinerer tertiärer Dämpfung aufgenommen wurden. Solche Oszillogramme sind in Bild 31—33 zum Vergleich nebeneinander gestellt, und zwar bedeutet:

31 Abstimmung des Tertiärkreises auf kleinere Frequenz (genau wie bei Bild 16),

32 Abstimmung des Tertiärkreises auf maximalen Ausschlag (genau wie bei Bild 15),

33 Abstimmung des Tertiärkreises auf größere Frequenz.

Wie schon in Bild 15 und 16 zu sehen war, ist auch hier die Abstimmung des Tertiärkreises auf eine etwas kleinere Frequenz günstiger für die Wirkung des Absorptionssystems als die Abstimmung auf maximalen Ausschlag. Danach ist es nicht verwunderlich, daß die Abstimmung auf größere Frequenz noch ungünstiger als die auf Maximalausschlag ist. Nicht nur die Oszillogramme 33a und b zeigen das, sondern es wurde auch durch eine rohe Analyse der Kurvenform bestätigt, bei der ich unter Verzicht auf die

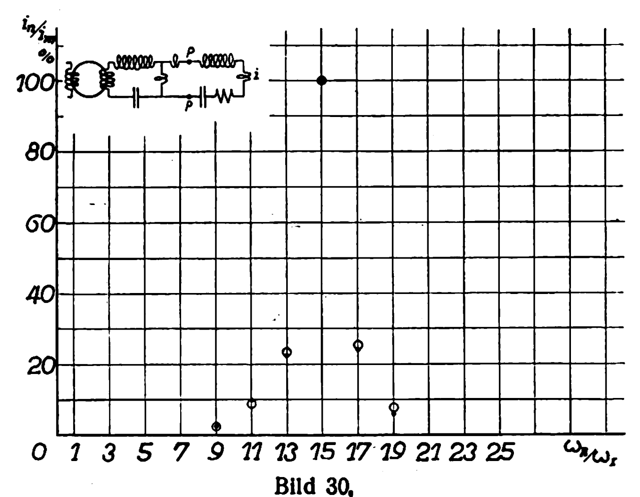



Bild 30.
**Tertiärkreis, stark gedämpft, Absorptionssystem günstig an III gekoppelt.**

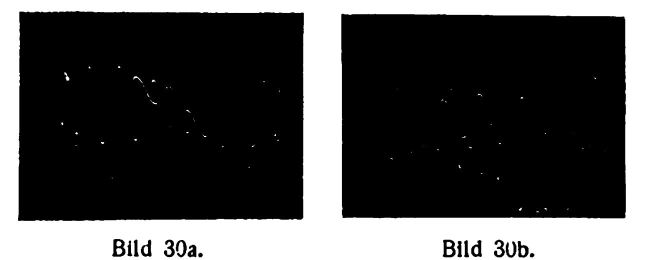


Bild 30a. Bild 30b.

Ampèremeterablesung doch erkennen konnte, wie der schon bei Bild 15 und 32 beträchtliche Anteil der 17. Harmonischen noch auf etwa den doppelten Betrag stieg. Im Hinblick auf die Abstimmung unterscheidet sich also die Anwendung des Absorptionssystems im Tertiärkreis von der im Sekundärkreis, wo die ohnehin intensiveren Nebenwellen relativ weniger auf die Abstimmung reagieren.

## Zusammenfassung.

I. Die stoßweise Anregung eines gedämpften Sekundärkreises, wie sie bei der Frequenzvervielfachung in einer Stufe stattfindet, hat das Erscheinen unerwünschter Nebenfrequenzen zur Folge, auch dann, wenn durch richtige Abstimmung des Sekundärkreises dafür gesorgt ist, daß der Stoß selbst keine Komplikationen herbeiführt.

Durch Fourierzerlegung wird berechnet, daß diese Nebenfrequenzen

1. nur als ungerade Vielfache der Primärfrequenz,
2. um so intensiver auftreten, je weniger ihre Frequenz von der (sekundären) Nutzfrequenz verschieden ist und je größer das Dekrement des Sekundärkreises ist.


Digitized by Google

Die Rechnung wird dann auf einen Tertiärkreis ausgedehnt und ergibt für diesen qualitativ das gleiche wie für den sekundären, nur mit bedeutend geschwächten Nebenwellen.

Zwecks Realisierung des rechnerischen Teils werden Versuche angestellt, welche einerseits die Kurvenform des sekundären und tertiären Stroms, anderseits die Stärke der Nebenwellen erkennen lassen. Das erste Ziel wird durch Oszillographie mit der Braunschen Röhre, das zweite

1. Die beiden Systeme sind in ihrer Wirkung nicht merklich verschieden.
2. Es gibt eine günstige Stärke der Ankopplung des Absorptionssystems an das zu reinigende. Unterhalb dieser Stärke bleiben die Absorptionskreise praktisch wirkungslos, oberhalb schwächen sie zwar diejenigen Nebenfrequenzen, die sie schwächen sollen, verstärken aber dafür andere, weiter entfernt liegende. Das gilt sowohl für Reinigung im Sekundär- wie im Tertiärkreis.

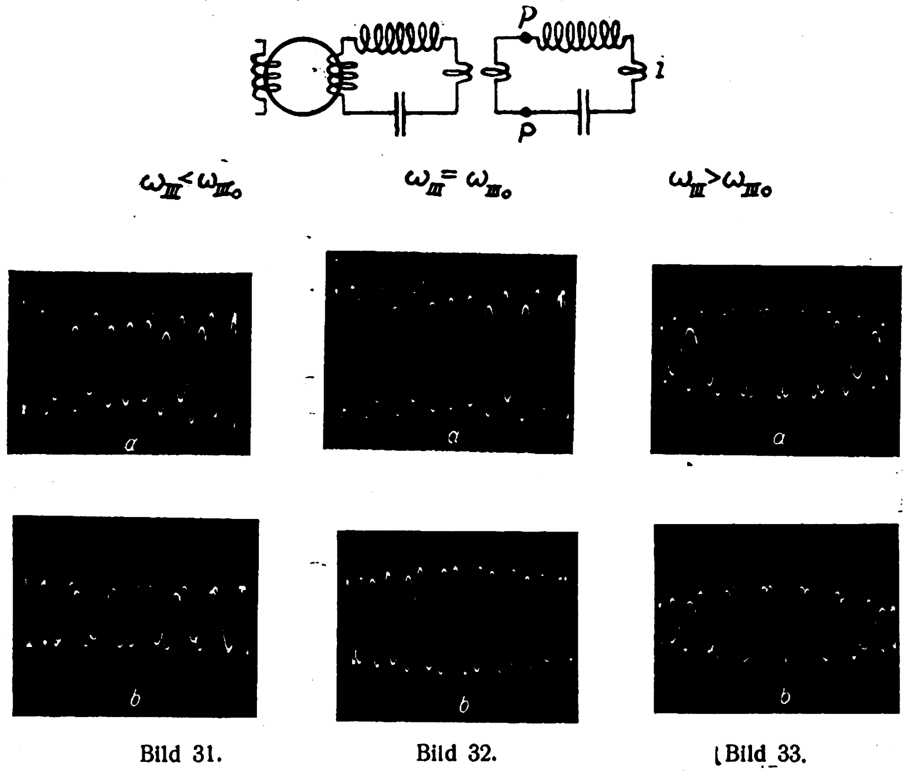



Bild 31. Bild 32. Bild 33.

Bild 31. Tertiärkreis, sehr schwach gedämpft, auf zu kleine Frequenz abgestimmt.
Bild 32. Tertiärkreis, sehr schwach gedämpft, auf Maximalausschlag abgestimmt.
Bild 33. Tertiärkreis, sehr schwach gedämpft, auf zu große Frequenz abgestimmt.

durch Aussieben der Nebenwellen mit einem Wellenmesser erreicht, der zu diesem Zweck durch eine bis fast zur Selbsterregung rückgekoppelte Röhre entdämpft sein muß. Die Versuche bestätigen die Rechnung.

**II.** Sie werden weiterhin dazu verwendet, die Wirkung von Absorptionskreisen zu untersuchen, welche so beschaffen sind, daß sie die schädlichen Nebenwellen vom Nutzkreis fernhalten, ohne die Nutzwelle selbst erheblich zu schwächen.

Untersucht werden zwei Absorptionssysteme der geschilderten Beschaffenheit.

Das eine dieser Systeme ist nach Brit. Pat. Nr. 263 825 (Lorenz) aus zwei parallelgeschalteten Kreisen zusammengesetzt, welche einzeln auf die der Nutzfrequenz unmittelbar benachbarten Störfrequenzen, parallel jedoch als Sperrkreis auf die Nutzfrequenz selbst abgestimmt sind.

Das andere Absorptionssystem besteht nach Vorschlag von Herrn Geheimrat Zenneck aus zwei auf die Nutzfrequenz abgestimmten Kreisen, die gerade so eng aneinander gekoppelt sind, daß die Koppelfrequenzen den beiden Störfrequenzen entsprechen.

Die Ergebnisse dieses zweiten Teils der Versuche sind folgende:

3. Bei Verwendung des Absorptionssystems im Sekundärkreis zeigten sich bei Verfünfzehnfachung kleine Verstimmungen des Sekundärkreises ohne besondere Einflüsse, während es bei Verwendung in einem lose an den sekundären gekoppelten Tertiärkreis besser war, diesen Tertiärkreis nicht auf Maximalausschlag, sondern auf etwas kleinere Frequenz abzustimmen.

Die Anregung zu dieser Arbeit ging von Herrn Geheimrat Zenneck aus. Ich möchte dafür, wie für Leitung und Bereitstellung von Institutsmitteln meinen besonderen Dank aussprechen. Auch sei Herrn Dr. Winter-Günther für vielseitige, immer bereite Hilfe herzlich gedankt.

Schließlich möchte ich die Tatasche dankend erwähnen, daß im Verlauf der Untersuchungen Apparate zur Verwendung kamen, welche unserem Institut von seiten der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, der Helmholtz-Gesellschaft und des Bundes der Freunde der Technischen Hochschule München bereitgestellt waren.

(Eingegangen am 20. August 1928.)


Digitized by Google

# Das Problem der ökonomischten Vielfachtransponierung.

Von Franz Aigner, Wien.

Schluß.*)

### C. Apparate mit erhöhter Trennschärfe.

a) Problemlösung für unmodulierte Wellen mit Hilfe einer einzigen fest schwingenden Lokal-Frequenz unter Zuhilfenahme der Frequenzvervielfachung.

Bei den bisher besprochenen Lösungsversuchen einer ökonomischten Vielfachtransponierung wurde der jeweilige Wellenwechsel stets mit Hilfe des Ueberlagerungsprinzipes durchgeführt. Hierfür waren im Minimum zwei fest schwingende Hilfsfrequenzen erforderlich.

Nunmehr soll zunächst die Frage untersucht werden, ob und unter welchen Bedingungen eine einzige fest schwingende Lokalfrequenz $\nu$ eine Vielfachtransponierung ermöglichen könnte. Dies ist offenbar nur in der Art denkbar, daß die zweite an sich für das Vielfachtransponierungsproblem grundsätzlich dann als notwendig erkannte Lokalwelle, falls der Wellenwechsel durchweg mit Hilfe des Ueberlagerungsprinzipes erfolgt, durch einen anderen physikalischen Vorgang ersetzt wird, der eine Frequenzänderung gestattet. In dem hier in Frage kommenden Frequenzgebiet der elektromagnetischen Wellen sind bloß zwei solche physikalischen Möglichkeiten bekannt; einmal die Erzeugung Helmholtzscher Kombinationsschwingungen ohne Lokalhilfsfrequenz, aus deren Komplex zwecks Wellenwechsel eine passende ausgewählt werden kann und ferner die direkte Methode der Frequenzvervielfachung. Es kann demnach die zweite Lokalfrequenz entweder durch ein Element ersetzt werden, das ohne Zuhilfenahme einer Lokalfrequenz Helmholtzsche Kombinationsschwingungen liefert, und aus diesen zwecks Wellenwechsel eine bestimmte auf Grund anderweitiger Ueberlegungen zweckmäßige Kombinationsschwingungen isoliert werden, oder eine direkte Frequenzvervielfachung Anwendung finden. Diese beiden Möglichkeiten stehen als Ersatz einer der beiden festen Lokalfrequenzen zur Verfügung. Hier soll zunächst die zweite Möglichkeit studiert werden und zwar für Telegraphieempfang, also für unmodulierte Sender, an dem speziellen Beispiel der Frequenzverdopplung.

Naturgemäß soll diese Methode, um die Abweichung vom Ueberlagerungsprinzip begründet zu rechtfertigen, auch einen über den reinen Transponierungsempfänger hinausgehenden Mehreffekt bringen. Dies ist auch tatsächlich in bezug auf die heute so wichtige Erhöhung der Trennschärfe der Fall, ohne daß durch diese so gewonnene spezielle Art von Selektionserhöhung Einschränkungen praktisch unbrauchbarer Art, wie etwa eine Herabsetzung der Telegraphiegeschwindigkeit eintreten würden.

Betrachtet man einen Sender und seine rechts und links dazu liegenden Nachbarsender, so ergeben sich bestimmte Abstände für diese beiden Störsender vom Empfangssender. Wird nun in einer Empfangsapparatur die Empfangsfrequenz verdoppelt, so kann zunächst bei gleichbleibender Telegraphiergeschwindigkeit die Resonanzschärfe des auf die doppelte Frequenz abgestimmten Empfangskreises verdoppelt werden; überdies wird aber der nunmehrige Abstand der störenden Nachbarsender verdoppelt. Bei einer Wiederholung des Verfahrens wird dieser Abstand vervierfacht. Es rücken daher die Nachbarsender als Störsender immer weiter von dem zu empfangenden Sender ab, was einer wesentlichen Steigerung der Trennschärfe entspricht. Diese Art der Selektionserhöhung durch künstliches Auseinanderziehen der Sender berührt im Gegensatz zu einer Selektionserhöhung infolge Verkleinerung des Dekrementes bei gegebener Frequenz das Sendetempo nicht, was einen hoch einzuschätzenden praktischen Vorteil bedeutet. Fragt man andererseits nach dem wesentlichen Nachteil dieser Methode, so ist er dadurch gegeben, daß man sich bei öfterer, und dann erst stark nützlicher Anwendung der Frequenzverdopplung in einer geometrischen Progression, also äußerst rasch dem Gebiet der kurzen Wellen nähert, für das die zulässig kleinen Dekremente praktisch nicht mehr herstellbar sind, wodurch bald als tatsächliches Gesamtresultat eine Selektionsverminderung eintritt. Das Verfahren ist demnach praktisch sehr stark eingeschränkt und erfolgreich bloß für Telegraphiestationen sehr großer Wellenlänge anwendbar. Für Kurzwellen ist es selbstredend vollkommen undiskutabel.

Wird jedoch eine derartige reine Frequenzverdopplung mit dem Transponierungsprinzip, das seinerseits wiederum lange Wellen zu gewinnen erlaubt, in zweckmäßiger Weise kombiniert, so eröffnet eine solche Kombination, insbesondere bei Anwendung der Vielfachtransponierung, Aussichten auf Empfängerkonstruktionen mit außerordentlich gesteigerter Trennschärfe.

Ein solches ökonomisches Zusammenarbeiten abwechselnder Frequenzverdopplung und Wellenstreckung mit Hilfe des Ueberlagerungsprinzipes kann auf folgende Art erzielt werden:

Nach Erzeugung einer ersten Differenzfrequenz $n_1$ aus der Fernfrequenz $n_f$ mit Hilfe eines auf variabler Frequenz $n_g$ schwingenden Transponierungseinganges passiert $n_1$ einen Frequenzverdoppler, der es in $2\,n_1$ umformt. Diese Frequenz gelangt nun in einen auf der festen Frequenz $\nu$ schwingenden Transponierungsteil; hier entteht $\nu - 2n_1 = n_2$. Durch weitere Verdopplung im selben Verdoppler wird aus $n_2$ die neue Frequenz $2n_2$. Diese wird durch Rückführung in das früher erwähnte, auf der Frequenz $\nu$ schwingende Transponierungsgerät in $\nu - 2n_2 = n_3$ verwandelt. Damit ist das Verfahren in seiner Fortsetzungsmöglichkeit genügend ersichtlich gemacht; man er-

*) I. Teil ds. Ztschr. 33, S. 9, 1929, H. 1.


Digitized by Google

hält folgendes in der Tabelle Nr. 6 angedeutetes Frequenzschema.

Tabelle Nr. 6

| |
|---|
| $n_g - n_f = n_1 \longrightarrow 2n_1$ |
| $\nu - 2n_1 = n_2 \longrightarrow 2n_2$ |
| $\nu - 2n_2 = n_3 \longrightarrow 2n_3$ |
| ........................ |
| $\nu - 2n_{k-2} = n_{k-1} \longrightarrow 2n_{k-1}$ |
| $\nu - 2n_{k-1} = n_k$ |

Daß in der Gesamtapparatur an entsprechenden Stellen Verstärker eingeschaltet sind, braucht nicht eigens hervorgehoben werden. Zwei einfache, bei $n_3$ abgebrochene Zahlenbeispiele für die Tabelle Nr. 6 und für $k = 3$ sind folgende:

Beispiel Nr. 1

| | |
|---|---|
| $\nu = 250{,}000$ Hertz | $\lambda_\nu = 1 \cdot 2$ Km |
| $n_1 = 75{,}000$ „ | $\lambda_1 = 4$ „ |
| $2n_1 = 150{,}000$ „ | $\lambda_1/2 = 2$ „ |
| $n_2 = 100{,}000$ „ | $\lambda_2 = 3$ „ |
| $2n_2 = 200{,}000$ „ | $\lambda_2/2 = 1 \cdot 5$ „ |
| $n_3 = 50{,}000$ „ | $\lambda_3 = 6$ „ |

Beispiel Nr. 2

| | |
|---|---|
| $\nu = 400{,}000$ Hertz | $\lambda_\nu = 0 \cdot 75$ Km |
| $n_1 = 125{,}000$ „ | $\lambda_1 = 2 \cdot 4$ „ |
| $2n_1 = 250{,}000$ „ | $\lambda_1/2 = 1 \cdot 2$ „ |
| $n_2 = 150{,}000$ „ | $\lambda_2 = 2$ „ |
| $2n_2 = 300{,}000$ „ | $\lambda_2/2 = 1$ „ |
| $n_3 = 100{,}000$ „ | $\lambda_3 = 3$ „ |

Diese beiden Beispiele sind lediglich zum Aufzeigen der Methode ganz willkürlich gewählt. Sie liefern $2k - 1 = 5$ neue Frequenzen, die aus früheren Gründen wiederum harmonisch gewählt sind, und zwar stellen sie Harmonische einer Grundschwingung von 25 000 Hertz dar. In beiden Beispielen ist bei jeder Transponierung das Superprinzip erfüllt, was allerdings nicht notwendig wäre. Es ist dadurch zunächst lediglich die normale Anwendungsmöglichkeit eines Audion im Transponierungsteil gegeben. Zweckmäßig wird man aber stets versuchen, das Superprinzip zu erfüllen, um auf diese Weise möglichst lange Wellen zu erhalten, so daß man nicht Gefahr läuft, bei der Verdopplung in das Wellengebiet hineinzukommen, in dem die Erzielung des zulässigen Kreisdekrementes bereits praktische Schwierigkeiten macht.

Vorstehende Methode hat trotz des erzielten Vorteiles erhöhter Trennschärfe insofern noch einen bemerkenswerten Mangel, als sie auf nicht modulierte Sender beschränkt ist. Denn bei einem modulierten Sender, etwa einem Rundspruchsender oder einem Bildtelegraphen, würde der Frequenzdoppler nicht bloß die Trägerfrequenz, sondern auch die Seitenbänder verdoppeln, was zur Folge hätte, daß nach einer $m$-maligen Frequenzverdopplung die den Sender modulierenden Frequenzen den Ausgangsdemodulator in der $m$-ten Oktave verlassen würden.

Eine in jeder Hinsicht befriedigende Apparatur ist offenbar erst dann erreicht, wenn eine Ausdehnung vorstehenden neuen Prinzipes auch auf modulierte Sender gelingt. Eine solche Lösung soll im folgenden Abschnitt dargelegt werden.

b) Problemlösung für modulierte Wellen mit Hilfe einer einzigen festschwingenden Lokalfrequenz unter Zuhilfenahme spezieller Helmholtzscher Kombinationsschwingungen.

Die bereits erwähnte zweite Möglichkeit, den zweiten auf fester Welle schwingenden Lokalgenerator durch ein anderes einen Wellenwechsel bedingendes Element zu ersetzen, besteht in der Verwertung spezieller Helmholtzscher Kombinationsschwingungen. Sie müssen, wenn, wie nunmehr verlangt wird, auch der Empfang modulierter Wellen möglich sein soll, die Eigenschaft besitzen, daß sie zwecks Wellenwechsels zwar die Trägerfrequenz ändern, die Modulationsfrequenzen hingegen unverändert lassen. Betrachtet man einen modulierten Sender, so strahlt er im allgemeinen die Trägerfrequenz $H$ und die beiden Seitenbänder $H \pm N$ aus, falls $N$ das Modulationsfrequenzband darstellt. Bei der Demodulation entstehen aus diesen Schwingungen sämtliche Helmholtzsche Kombinationsschwingungen. Unter diesen sind für den vorliegenden Zweck alle diejenigen brauchbar, die die Form $aH$ und $aH \pm N$ besitzen, wobei $a$ eine positive ganze von Null verschiedene Zahl ist. Kombinationsschwingungen dieser Eigenschaft gibt es eine ganze Anzahl; zweckmäßig wird man ein System herausgreifen, das von möglichst niedriger Ordnung ist, um lange Wellen zu erhalten, d. h. man wird $a = 2$ setzen. Als Bauelement zur Gewinnung dieser Schwingungen eignet sich jeder Demodulator, am besten jedoch ein Richtverstärker mit einem auf $2H$ abgestimmten Anodenkreis.

Der Gedanke, $2H$ und $2H \pm N$ zu verwenden, und so die Trennschärfe zu steigern, ist naheliegend und auch bereits vorgeschlagen worden. Der erste, der diesen Vorschlag machte, dürfte Grimes gewesen sein. Er nennt das Empfangsgerät, das mit einmaliger Frequenzverdopplung im vorstehenden Sinne arbeitet, „Octa-Monic“[6]). Für Rundfunkempfänger ist diese Oktav-Verstärkung zwar theoretisch interessant, praktisch jedoch kaum verwertbar, da der Selektionsgewinn infolge Auseinanderzerrens der Sender in viel höherem Maße dadurch wieder verloren geht, daß man ins Gebiet der kurzen Wellen mit seinen Dekrementschwierigkeiten hineinkommt. Es ist im Prinzip nur für Langwellenrundfunkstationen und auch hier nur für die längsten Sender höchstens in einer Stufe mit Erfolg anzuwenden.

Alle Schwierigkeiten entfallen jedoch, falls man das Octa-Monic-Prinzip in einem Vielfachtransponierungsgerät zum Wellenwechsel an Stelle einer Anzahl von Transponierungen benützt. Der Vorgang bleibt im Wesen der gleiche wie der unter a) in diesem Abschnitt entwickelte. Der Unterschied ist zunächst lediglich der, daß an Stelle eines reinen

[6]) L. W. Austin und W. F. Grimes, „Notes on beat reception“, Journ. Washington Acad. 10, S. 174, 1920.

Digitized by Google

Frequenzverdopplers ein Richtverstärker tritt. der die Isolierung der doppelten Trägerfrequenz mit den dazugehörigen, jedoch in den Modulationsfrequenzen unveränderten Seitenbändern gestattet. Soll jedoch für die reinen Transponierungsfrequenzen ein Zwischenfrequenzreflexverstärker zwecks Röhrenersparnis Anwendung finden, dann sind noch bestimmte, im folgenden unter anderen näher angeführte Bedingungen zu erfüllen.

Es wird wie bisher immer wiederum angenommen, daß ein auf variabler Frequenz schwingender Transponierungseingang die erste feste Differenzfrequenz $n_1$ liefert. Dabei soll $n_1$ die Form haben

$$n_1 = \mu \cdot n_0 \tag{35}$$

wobei $\mu$ eine ganze positive von Null verschiedene Zahl darstellt; es ist demnach $n_1$ die $\mu$-te Harmonische einer noch zu wählenden Grundschwingung $n_0$. Die Frequenz $n_1$ wird durch einen Richtverstärker geschickt und daselbst aus dem Komplex der entstehenden Helmholtzschen Kombinationsschwingungen $2n_1$ mittels abgestimmten Anodenkreises isoliert, das dann die Form besitzt

$$2\,n_1 = 2\,\mu \cdot n_0 \tag{36}$$

Die Frequenz $2n_1$ gelangt nunmehr in ein auf der festen Frequenz $\nu$ schwingendes Transponierungsgerät und liefert $n_2$ von der Form

$$\nu - 2\,n_1 = n_2 = (\mu \pm a) \cdot n_0, \tag{37}$$

wobei $a$ eine positive ganze von Null verschiedene Zahl darstellt.

Aus (37) bestimmt sich die Frequenz $\nu$ zu

$$\nu = 2\,n_1 + n_2 = (3\,\mu \pm a) \cdot n_0 \tag{38}$$

Die Frequenz $n_2$ wird nunmehr durch den gleichen Richtverstärker wie früher $n_1$ geschickt, der es nunmehr erlaubt, $2n_2$ zu isolieren.

$$2\,n_2 = 2\,(\mu \pm a) \cdot n_0 \tag{39}$$

Endlich wird $2n_2$ wiederum mit $\nu$ kombiniert und liefert die Differenzfrequenz $n_3$ in der Form

$$\nu - 2n_2 = n_3 = (\mu \mp a) \cdot n_0\,. \tag{40}$$

Und so kann das Verfahren fortgesetzt werden. Alle Frequenzen sind aus den schon früher erörterten Gründen wiederum Harmonische einer Grundschwingung, da $a$ und $\mu$ als ganze Zahlen gewählt wurden.

Um ein Beispiel zu fixieren, soll im folgenden angenommen werden, daß das Verfahren bei $n_3$ abgebrochen werden soll; dies hat auch einen praktischen Grund, als ein bis dahin fortgeführter Empfänger wohl für alle gegenwärtigen Anforderungen genügen dürfte.

Was die Wahl des Operationszeichens von $a$ in Gleichung (37) betrifft, so soll zunächst das positive Zeichen gewählt werden. Eine solche Wahl erscheint dadurch gerechtfertigt, als dann $\lambda_3$ die längste Welle darstellt, die für die Schlußverstärkung, als am besten zu verstärken, verwendet werden soll. Da sie weder den festen Transponierungsteil noch auch den Richtverstärker mehr zu passieren hat, so können diese Elemente, die dann von kürzeren Wellen, die weniger starke Verstärkung zulassen, durchsetzt werden, mit etwas schwächeren Röhren ausgerüstet werden. Allerdings ist dieses Moment nicht so schwerwiegend, daß nicht anderweitige Ueberlegungen gewichtigerer Natur auch die Wahl des negativen Operationszeichens zulassen würden. Bei vorerst positiver Wahl des Operationszeichens in der Gleichung (37) ergibt sich demnach folgendes Gleichungssystem:

$$\left.\begin{aligned} n_1 &= \mu \cdot n_0 \\ 2\,n_1 &= 2\,\mu \cdot n_0 \\ \nu - 2\,n_1 = n_2 &= (\mu + a) \cdot n_0 \\ 2\,n_2 &= 2\,(\mu + a) \cdot n_0 \\ \nu - 2\,n_2 = n_3 &= (\mu - a) \cdot n_0 \\ \nu &= (3\,\mu + a) \cdot n_0 \end{aligned}\right\} \tag{41}$$

Soll in den mit der festen Lokalfrequenz $\nu$ durchgeführten Transponierungen das Superprinzip gewahrt werden, was wegen der gewünschten langen Wellen erforderlich ist, so müssen sich die jeweiligen Erzeugenden dieser Differenzschwingungen um weniger als eine Oktave unterscheiden; also muß

$$\left.\begin{aligned} \nu &< 4\,n_1 \\ \nu &< 4\,n_2 \end{aligned}\right\} \tag{42}$$

Da aber $n_1$ kleiner als $n_2$ ist, genügt an Stelle von (42) die einzige Bedingung

$$\nu < 4\,n_1 \tag{42a}$$

Dies liefert nach Einsetzen der in (41) rechter Hand stehenden Werte

$$\mu > a \tag{43}$$

Zur Ermittlung weiterer Nebenbedingungen soll zunächst ein prinzipielles Schaltschema (Bild 1) für einen bis $n_3$ fortgesetzten Empfangsapparat folgen. In diesem Schema ist der variable Transponierungseingang mit $T_1$, der auf der festen Welle $\nu$ schwin-

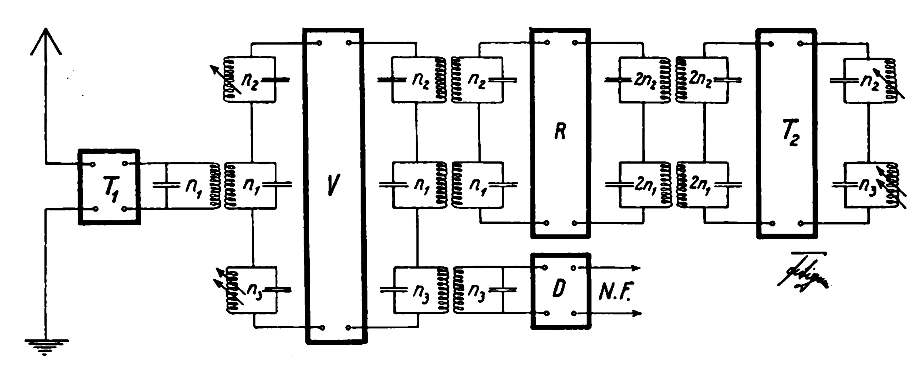



Bild 1.
Schaltschema für Vielfachtransponierung mit Frequenzverdoppelung und Reflexschaltung.

Digitized by Google

gende mit $T_2$ bezeichnet. $V$ bezeichnet einen Zwischenfrequenzreflexverstärker für die Verstärkung der Frequenzen $n_1$, $n_2$ und $n_3$; ferner $R$ den Wellenwechselrichtverstärker und endlich $D$ einen Ausgangsdemodulator.

Aus dem Bild 1 ist zunächst ersichtlich, daß der Anodenzobelkreis in $T_2$ seine Kurzschluß-Stelle stets auf der Frequenz $n_1$ hat, somit eine Verschleppung von $n_1$ zurück auf den Gitterkreis von $V$ nicht befürchtet werden muß, was für die Stabilität des Apparates durchaus wichtig ist.

In $T_2$ entsteht außer den beiden gewünschten Differenzfrequenzen $n_2$ und $n_3$ infolge der beiden vorhandenen Frequenzen $2n_1$ und $2n_2$ auch die Differenzfrequenz

$$2\,n_2 - 2\,n_1 = n' \qquad (44)$$

Dieses $n'$ muß nun ungleich $n_2$ und auch ungleich $n_3$ ausfallen. Wie eine einfache Rechnung zeigt, bedingt dies, daß

$$\mu \neq 3\,a. \qquad (45)$$

Außerdem soll aber $n'$ auch ungleich der Kurzschlußfrequenz $n_1$ des Anodenkreises von $T_2$ sein. Denn es ist für die Stabilität der Apparatur durchaus vorteilhaft, diesen Kurzschluß aus Gründen der Verschleppungsgefahr nicht eigens mit einer in $T_2$ erzeugten Frequenz überflüssigerweise auf die Probe zu stellen. Es muß daher, wie man sich ebenfalls sehr leicht überzeugen kann,

$$\mu \neq 2\,a. \qquad (46)$$

Demnach bestehen bisher folgende Forderungen für $a$ und $\mu$:

$$\left.\begin{array}{l} \mu > a \\ \mu \neq 2\,a \\ \mu \neq 3\,a \end{array}\right\} \qquad (47)$$

Damit ist zunächst für einen Empfänger in Geradeausschaltung, also ohne Anwendung des Reflexprinzipes im Verstärker $V$, die Aufgabe bis auf die Wahl von $a$, $\mu$ und $n_0$ gelöst. Zahlenwerte für diese Größen bestimmt dann der jeweilige Verwendungszweck der tatsächlichen Apparatur.

Die bisher gefundenen Nebenbedingungen sind jedoch noch keineswegs ausreichend, wenn es sich, wie in Bild 1 skizziert, um einen Zwischenfrequenzreflexverstärker für die drei Zwischenfrequenzen $n_1$, $n_2$ und $n_3$ handelt. Zunächst bringt die Forderung nach symmetrischen Zobelkreisen im Reflexverstärker $V$ keine neuen Bedingungen. denn die Frequenzen $n_1$, $n_2$ und $n_3$ sind auf Grund des Gleichungssystemes (41) bereits an sich stets äquidistant, gestatten also ohne weiteres den Bau eines symmetrischen Zobelkreises. Wohl aber ist gerade in diesem Zobelkreis genau darauf zu achten, daß die beiden der Empfangsfrequenz $n_1$ benachbarten Störsender $n_1 \pm 2\Delta$[7]) nicht nach einem Wellenwechsel als transferierte Störer die anderen zu verstärkenden Frequenzen des Reflexverstärkers verseuchen. Wie sich hier die Verhältnisse durch den zweimaligen Wellenwechsel gestalten, ist schematisch in dem Bild 2 angedeutet.

Horizontal sind Frequenzen mit der Maßeinheit $\Delta$ rechts und links von $n_1$ aufgetragen. Die nach oben gezeichneten Rechtecke bedeuten Frequenzgebiete, die im Reflexverstärker tatsächlich verstärkt werden sollen, während die nach unten gezeichneten Rechtecke Störfrequenzbereiche darstellen[8]). Aus dem Bilde 2 ist ersichtlich, daß der zu verstärkenden Frequenz $n_1$ mit ihren Seitenbändern $n_1 \pm \Delta$ die beiden Störsender $n_1 \pm 2\,\Delta$ mit ihren Seitenbändern

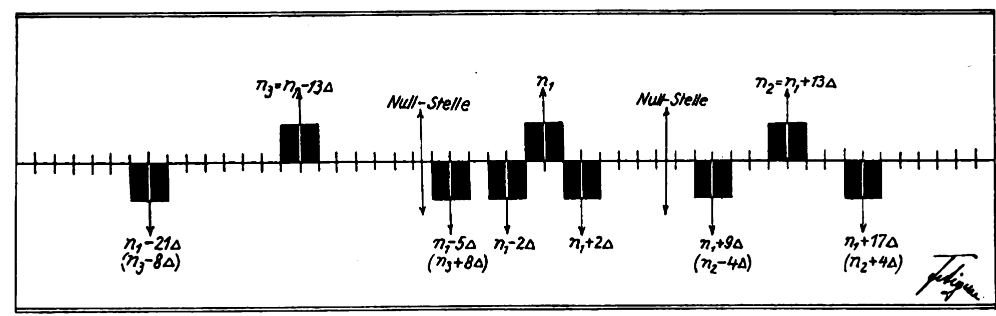



**Bild 2.**
**Frequenzverteilung für Schaltschema nach Bild 1.**

so benachbart sind, daß die Seitenbandenden direkt aneinanderstoßen. Dies gilt zunächst für die tatsächlichen Sender $n_f$ und $n_f \pm 2\,\Delta$, hat aber auch nach erfolgter Transponierung Gültigkeit, da die Transponierung an diesen Abstandsdifferenzen nichts ändert.

Für die zweite Zwischenfrequenz $n_2$ sind die beiden früheren Störsender $n_1 \pm 2\,\Delta$ nunmehr so lokalisiert, daß zwischen ihren Seitenbandenden und denen von $n_2$ bereits eine Lücke von $2\,\Delta$ besteht, was durch die inzwischen erfolgte Frequenzverdoppelung bedingt ist. Es muß daher hier, falls man etwa schon mit $n_2$ die Apparatur abbrechen würde, bereits darauf geachtet werden, daß das nunmehrige linke Seitenbandende des linken Störers nicht in den rechten Frequenzbereich von $n_1$, aber auch aus Gründen eventueller Rückkopplungsgefahr nicht in den Frequenzbereich des rechten Störers von $n_1$ gelangt.

Das sinngemäß gleiche gilt auch für die dritte Transponierungsfrequenz $n_3$, für die zwischen ihren Seitenbandenden und denen der nunmehrigen Störer bereits infolge der zweiten Frequenzverdopplung ein Intervall von $6\,\Delta$ liegt. Um ganz sicher zu gehen, soll im Sinne des Bild 2 verlangt werden, daß das rechte Seitenbandende des rechten Störers der Frequenz $n_3$ noch einen Abstand $\Delta$ vom linken Seitenbandende des linken Störers der Frequenz $n_1$ aufweist. Dies vorausgesetzt, muß zwischen den Trägerfrequenzen $n_1$ und $n_3$, wie sich leicht abzählen läßt, ein Intervall von $13\,\Delta$ vorhanden sein. Daher muß

$$n_1 - n_3 = a n_0 = 13\,\Delta \text{ sein.} \qquad (48)$$

[7]) $2\,\Delta = 10\,000$ Hertz, l. c.

[8]) Die Null-Stellen des Zobelkreises sind ebenfalls in die Figur eingetragen.


Digitized by Google

Bestimmung von $a$, $\mu$ und $n_0$.

Auf Grund der Gleichung (18) im Abschnitt A soll aus Gründen bester Antennenselektion die Form von $n_1$

$$n_1 = (2c \pm 1) \cdot \frac{\Delta}{2}, \qquad (18)$$

also ein ungradzahliges Vielfaches von 2500 Hertz sein. Setzt man der Einfachheit halber etwa

$$n_0 = \frac{\Delta}{2} = 2500 \text{ Hertz}, \qquad (49)$$

so wird nach (18) und (41)

$$\mu = 2c \pm 1 \qquad (50)$$

und nach (48)

$$a = 26 \qquad (51)$$

Das Gleichungssystem (41) ist demnach bis auf eine diskrete Anzahl von $\mu$-Werten nach Gleichung (50) bestimmt.

Soll ein modulierter Sender etwa bis $\lambda_f = 2$ km Wellenlänge noch empfangen werden, so kann $\lambda_1 \geqq 2{,}3$ km gewählt werden, um nicht allzu nahe an $\lambda_{f\,max}$ heranzukommen. Andererseits soll aus Gründen der Antennenselektion — siehe Abschnitt A, Gleichung (15 a) — $\lambda_1$ nicht zu groß, also nicht größer als etwa 3 km werden. Demnach gilt:

$$2 \cdot 3 \text{ km} \leqq \lambda_1 \leqq 3 \text{ km} \qquad (52)$$

oder

$$130\,000 \text{ Hertz} \geqq n_1 \geqq 100\,000 \text{ Hertz}. \qquad (52a)$$

Dies liefert schließlich

$$40 \cdot \frac{\Delta}{2} \leqq n_1 \leqq 52 \cdot \frac{\Delta}{2} \qquad (52b)$$

und somit folgende Werte für $\mu$:

$$\mu = 41,\ 43,\ 45,\ 47,\ 49 \text{ und } 51. \qquad (53)$$

$a$ hat sich als 26 ergeben, so daß die zwischen $a$ und $\mu$ erforderlichen Bedingungen (47) für alle 6 zulässigen $\mu$-Werte erfüllt sind.

Die für diese verschiedenen $\mu$-Werte auftretenden längsten und kürzesten Wellenlängen $\lambda_3$ und $\lambda_2/_2$ liefert die Tabelle Nr. 7.

Tabelle Nr. 7

| $\mu$ | 41 | 43 | 45 | 47 | 49 | 51 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda_2/_2$ | 0·89 Km | 0·87 | 0·85 | 0·82 | 0·80 | 0·78 |
| $\lambda_3$ | 7·9 Km | 7·1 | 6·3 | 5·7 | 5·2 | 4·8 |

Für die Stabilisierung eines Reflexempfängers ist es wichtig, daß sein Gesamtfrequenzbereich zwischen den Grenzfrequenzen $(\mu - a) \cdot n_0$ und $(\mu + a) \cdot n_0$ möglichst klein bleibt. Er ergibt sich zu

$$\beta = \frac{\mu + a}{\mu - a} \qquad (54)$$

und ist für die verschiedenen $\mu$-Werte in Tabelle Nr. 8 eingetragen.

Tabelle Nr. 8

| $\mu$ | 41 | 43 | 45 | 47 | 49 | 51 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\mu + a$ | 67 | 69 | 71 | 73 | 75 | 77 |
| $\mu - a$ | 15 | 17 | 19 | 21 | 23 | 25 |
| $\beta = \frac{\mu + a}{\mu - a}$ | 4·5 | 4·1 | 3·7 | 3·5 | 3·3 | 3·1 |

Es ergibt sich der kleinste Wert von $\beta$ für $\mu = 51$, und man erhält dafür folgende in der Tabelle Nr. 9 eingetragene Werte, wobei $n_0 = \frac{\Delta}{2} = \Delta_1$ gesetzt wurde.

Tabelle Nr. 9

| | |
|---|---|
| $n_1 = 51\,\Delta_1 = 127\,500$ Hertz | $\lambda_1 = 2·35$ Km |
| $2\,n_1 = 102\,\Delta_1 = 225\,000$ „ | $\lambda_1/_2 = 1·18$ „ |
| $n_2 = 77\,\Delta_1 = 192\,500$ „ | $\lambda_2 = 1·56$ „ |
| $2\,n_2 = 154\,\Delta_1 = 385\,000$ „ | $\lambda_2/_2 = 0·78$ „ |
| $n_3 = 25\,\Delta_1 = 62\,500$ „ | $\lambda_3 = 4·80$ „ |
| $\nu = 179\,\Delta_1 = 447\,500$ „ | $\lambda_\nu = 670·39$ m |

Dieses Zahlensystem ist an sich bereits brauchbar. Es haftet ihm bloß noch ein Nachteil an, daß $\lambda_2/_2$ für alle $\mu$-Werte, wie Tabelle Nr. 7 zeigt, unter einem Kilometer liegt, somit für diese Wellen das erforderliche akustische Dekrement für einen Kreis direkt nicht mehr erreicht werden kann. (Siehe Abschnitt A.)

Dieser letzte Nachteil des Zahlensystems nach Tabelle Nr. 9 kann nun dadurch behoben werden, daß in Gleichung (37) das negative Operationszeichen gewählt wird. Dadurch vertauschen $\lambda_2$ und $\lambda_3$ ihre Werte, so daß nunmehr $\lambda_2$ die längere Welle wird. Auf diese Art enthält man an Stelle von (37) folgendes Gleichungssystem:

$$\left.\begin{aligned} n_1 &= \mu \cdot n_0 \\ 2\,n_1 &= 2\,\mu \cdot n_0 \\ \nu &= (3\,\mu - a) \cdot n_0 \\ n_2 &= (\mu - a) \cdot n_0 \\ 2\,n_2 &= 2\,(\mu - a) \cdot n_0 \\ n_3 &= (\mu + a) \cdot n_0 \end{aligned}\right\} \qquad (55)$$

Sonst ändert sich hierdurch nichts; insbesondere bleiben die in (47) aufgestellten Bedingungen zwischen $a$ und $\mu$, wie man sich leicht überzeugen kann, unverändert. Ebenso treten keinerlei neue Bedingungen hinzu.

Für die $\mu$-Werte, die sich durch die Wahl von $n_1$ ergaben, also ebenfalls ungeändert bleiben, erhält man nunmehr folgende Werte für $\lambda_1$, $\lambda_2$, $\lambda_3$, $\lambda_1/_2$, $\lambda_2/_2$ in km und für $\beta$.

Tabelle Nr. 10

| $\mu$ | 41 | 43 | 45 | 47 | 49 | 51 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda_1$ | 2·92 | 2·79 | 2·66 | 2·55 | 2·45 | 2·35 |
| $\lambda_2$ | 7·9 | 7·1 | 6·3 | 5·7 | 5·2 | 4·8 |
| $\lambda_3$ | 1·78 | 1·74 | 1·70 | 1·64 | 1·60 | 1·56 |
| $\lambda_1/_2$ | 1·46 | 1·40 | 1·33 | 1·28 | 1·23 | 1·18 |
| $\lambda_2/_2$ | 3·95 | 3·55 | 3·15 | 2·85 | 2·60 | 2·40 |
| $\beta$ | 4·5 | 4·1 | 3·7 | 3·5 | 3·3 | 3·1 |

Diese Tabelle zeigt, daß $\lambda_1/_2$ zwar infolge der Wahl von $n_1$ nirgends den Wert 1,5 km erreicht, ihm jedoch für die kleineren Werte von $\mu$ sehr nahe kommt. Es sind diesbezüglich mindestens die ersten drei Wertesysteme brauchbar. Die drei letzten Wertegruppen sind auch deshalb auszuschalten, da in ihnen $n_1$ und $2n_2$ zu nahe aneinander rücken, was für den Wellenwechsler $R$ in Bild 1 bedenklich werden

Digitized by Google

kann. Man wird demnach den Wert $\mu = 45$ wählen, da daselbst einmal die längste Welle $\lambda_2$ nicht zu lang wird und außerdem dafür $\beta$ ein Minimum ist; Tabelle Nr. 11 enthält die dieser Wahl entsprechenden Werte eingetragen.

Tabelle Nr. 11

| | |
|---|---|
| $n_1 = 45\,\Delta_1 = 112\,500$ Hertz | $\lambda_1 = 2{\cdot}7$ Km |
| $2\,n_1 = 90\,\Delta_1 = 225\,000$ „ | $\lambda_1/2 = 1{\cdot}35$ „ |
| $n_2 = 19\,\Delta_1 = 47\,500$ „ | $\lambda_2 = 6{\cdot}3$ „ |
| $2\,n_2 = 38\,\Delta_1 = 95\,000$ „ | $\lambda_2{}'_2 = 3{\cdot}15$ „ |
| $n_3 = 71\,\Delta_1 = 177\,500$ „ | $\lambda_3 = 1{\cdot}7$ „ |
| $\gamma = 109\,\Delta_1 = 272\,500$ „ | $\lambda_\gamma = 1{\cdot}1$ „ |

Dieses Beispiel ist voll befriedigend, da man den $2n_1$-Kreis als den einzigen, dessen Frequenz etwas zu groß ausfällt, bei geeigneter Dimensionierung noch auf das erforderliche Dekrement bringen kann. Auch im Reflexverstärker haben sich hinsichtlich der Stabilisierung die Verhältnisse gegenüber dem Beispiel nach Tabelle Nr. 9 nicht wesentlich verschoben.

Ueber die praktische Durchbildung der in diesem Abschnitt C gegebenen Empfängertypen[9]), deren Trennschärfen über die bisher erreichbaren Werte bekannter Empfängerkonstruktionen hinausgehen, soll später berichtet werden.

[9]) **Auf diese Anordnungen sind Schutzrechte angemeldet worden.**

Zusammenfassung.

Es werden die Methoden untersucht, die eine Vielfachtransponierung mit einem Minimum an Lokalgeneratoren zulassen. Es konnte gezeigt werden, daß hierzu zwei Lokalgeneratoren auf festen Wellen ausreichen, um praktisch beliebig oft zu transponieren. Werden zur Erzeugung der verschiedenen Differenzfrequenzen Oberschwingungen zugelassen, so genügt ein einziger auf fester Grundwelle schwingender Oberwellengenerator.

Ferner gelingt die Vielfachtransponierung vermittelst einer einzigen fest eingestellten Lokalwelle, wenn überdies noch Frequenzvervielfachung zu Hilfe genommen wird.

Im besonderen führt dieses gemischte Verfahren zu Empfängern wesentlich erhöhter Trennschärfe. Letztere Methode läßt unter Verwendung spezieller Helmholtzscher Kombinationsschwingungen als Ersatz für die reine Frequenzvervielfachung auch den Empfang modulierter Sender bei entsprechend erhöhter Trennschärfe zu, ohne daß hierbei die jeweils erforderlichen Empfangsdekremente unterschritten werden müssen.

Wien, Technische Hochschule, Physikalisches Institut.

(Eingegangen am 13. August 1928.)

# Abhängigkeit der Reichweite sehr kurzer Wellen von der Höhe des Senders über der Erde.

Von **H. Fassbender** und **G. Kurlbaum.**

125. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof (Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik).

**Inhalt:**

Die Arbeit enthält eine Untersuchung der Abhängigkeit der Reichweite eines Röhrensenders mit sehr kurzer Welle (3,7 m) von der Höhe des Senders über dem Erdboden. Der Sender befand sich bei diesen Versuchen in einem Flugzeug, während der Empfänger am Boden aufgestellt war. Die Erhebung des Senders über dem Erdboden wurde zwischen 50 und 2700 m verändert.

In den letzten Jahren ist es gelungen, auch für den Wellenbereich unterhalb 7 m geeignete Röhrensender und -Empfänger[1]) zur Ueberbrückung größerer Entfernungen zu schaffen. Bereits bei den ersten Versuchen von Heinr. Hertz hatte sich die nahe Verwandtschaft dieser sehr kurzen Wellen mit den Lichtwellen hinsichtlich ihrer Ausbreitung gezeigt. Aehnlich wie beim Licht verursachen Geländeerhebungen und Gebäude starke Schattenwirkungen. Andererseits lassen sich durch Aufstellung der Sende- und Empfangsgeräte auf freiliegenden Punkten erheblich erhöhte Reichweiten erzielen. Yagi[2]) hat den Einfluß quantitativ untersucht, den eine Erhebung des Senders oder Empfängers über dem Erdboden um einige Meter auf die Größe der Empfangsströme hat.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Einfluß, den eine Erhebung des Senders über dem Erdboden bis zu 2700 m auf die erzielten Empfangswirkungen hat. Zu dem Zweck wurde ein kleiner, von der Telefunken-Gesellschaft gebauter Sender für eine Wellenlänge von 3,7 m in ein Flugzeug vom Baumuster Albatros L 74 eingebaut. Der Sender enthält als Schwing- und als Modulationsrohr in Heisingschaltung je eine Telefunken-Empfangsröhre RE 352 und wurde durch einen Röhrentonsummer mit

[1]) B. Phelps and R. Kruse: The 3/4 meter band officially opened Q.S.T., August 1927, S. 9. W. Pfitzer: Die Selbsterregungsbedingungen bei Rückkopplungsröhrensendern für sehr kurze Wellen. E. N. T. 5, S. 348 ff., 1928. H. Wechsung: Röhrengenerator großer Leistung für sehr kurze elektrische Wellen, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie 31, S. 176 1928. O. Cords: Untersuchungen an einem Empfangsgerät für kurze Wellen (3—6 m Wellenlänge). Jahrbuch d. drahtlosen Telegr. u. Teleph. 31, S. 1 und 39, 1928. H. Wechsung: Sender und Empfänger für ultrakurze Wellen. Funkbastler. S. 195. 1928. E. Busse: Ultrakurze Wellen. Funkbastler. S. 687, 1928.

[2]) Yagi: Beam transmission of ultra short waves. Proc. I.R.E. S. 715, 1928.


Digitized by Google

einer Frequenz von rd. 800 Per/s moduliert. Als Antenne diente ein Dipol von 170 cm Länge, der entsprechend Bild 1 unterhalb des Flugzeugrumpfes senkrecht zur Flugzeugachse angebracht war. Die Verbindung von Sender zum Dipol bildete eine durch

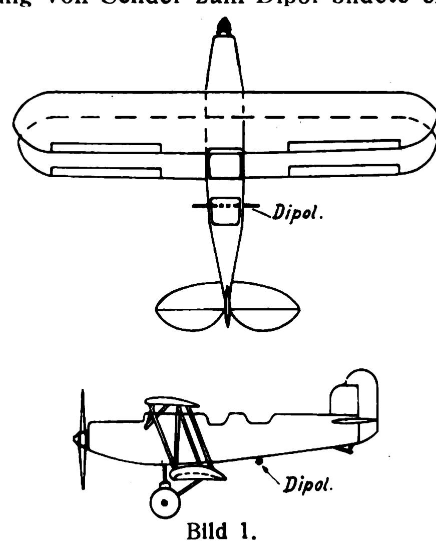



Bild 1.
Lage des Dipols am Flugzeug.

einen Metallzylinder abgeschirmte Energieleitung. Der Sender liefert eine Antennenleitung von rd. 1 Watt.

Als Empfangsgerät diente ein Superregenerativ-Empfänger, wie er bereits von E. Busse in der

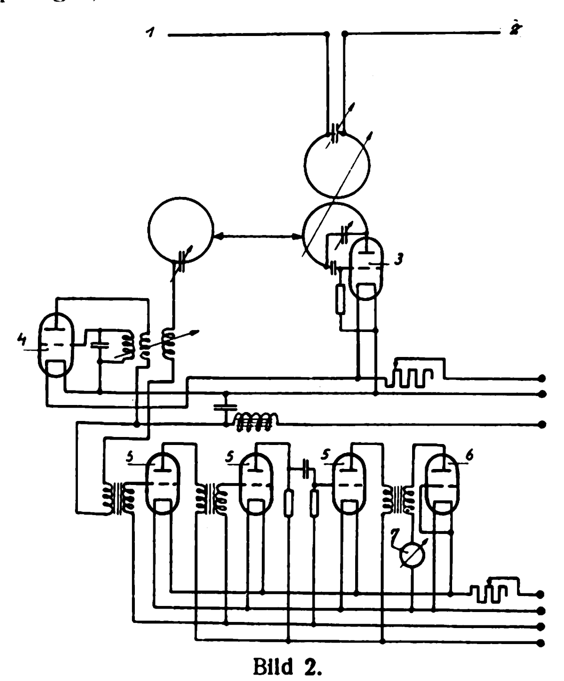



Bild 2.
Schaltung des Superregenerativ-Empfängers. 1—2 Dipol. 3 Schwingaudion. 4 Superregenerativ-Rohr. 5 Niederfrequenzverstärker. 6 Gleichrichter. 7 Meßgerät.

oben erwähnten Arbeit beschrieben wurde, mit angeschlossenem Niederfrequenzverstärker, Gleichrichter und Meßgerät (Bild 2). In einem Holzhäuschen am Rande des Flugplatzes in Adlershof war ein Dipol ausgespannt und der Empfänger aufgestellt worden. Das Flugzeug mit Sender bewegte sich auf einer Linie, die von Adlershof nach Südosten gerichtet ist. Da der Superregenerativ-Empfänger eine stark nivellierende Eigenschaft besitzt, so zeigt sich am Meßgerät hinter dem Gleichrichter bei zunehmender Entfernung des Senders zunächst ein nahezu konstanter Ausschlag. Erst wenn die Entfernung sich der mit dem Empfänger überhaupt erzielbaren Reichweite nähert, geht der Ausschlag schnell zurück. Dieser Rückgang läßt sich durch eine empfindlichere Einstellung des Empfängers in weiten Grenzen ausgleichen. Die größere Empfindlichkeit bedingt jedoch gleichzeitig ein zunehmendes Rauschen des Superregenerativ-Empfängers, in welchem schließlich die empfangenen Zeichen völlig untergehen. Ein geeignetes Maß für die Güte des Telegraphieempfanges

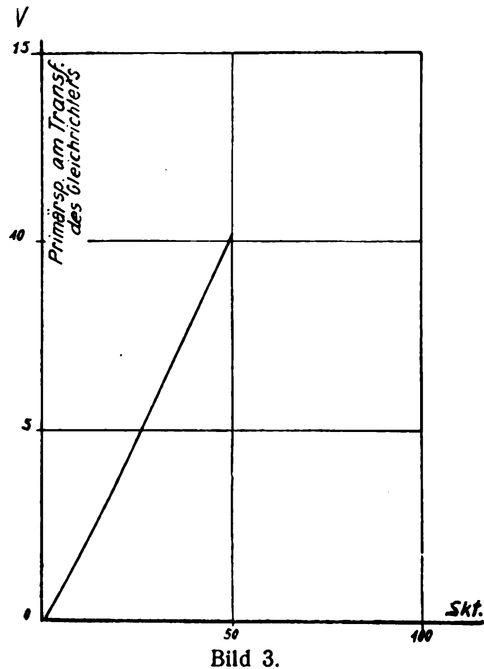



Bild 3.
Charakteristik des Gleichrichter-Meßgerätes.

ist daher nur das Verhältnis der Ausschläge am Meßgerät, die vom ankommenden Zeichen und vom allgemeinen Störspiegel erzeugt werden. Um zahlenmäßig vergleichbare Ergebnisse zu erreichen, wurde folgender Weg eingeschlagen: In Abhängigkeit von der Flughöhe wurden diejenigen Entfernungen festgestellt, bei denen die Güte des Empfangs gleich ist. Um ein bequem meßbares und leicht reproduzierbares Maß für die Güte des Empfanges zu erhalten, wurde diese so festgelegt, daß die vom ankommenden Zeichen und vom allgemeinen Störspiegel erzeugten Ausschläge des Meßgerätes sich wie 2 : 1 verhalten. Da die Charakteristik des zur Messung verwendeten Gleichrichters genügend geradlinig ist (Bild 3), so kommt es auf die absolute Größe der Ausschläge nicht an. Wie sich zeigte, war noch ein ausreichender Telegraphieempfang vorhanden, wenn am Gleichrichter-Meßinstrument eine Erhöhung des vom allgemeinen Störspiegel erzeugten Ruheausschlages durch das ankommende Zeichen kaum noch erkennbar ist. Daher sind die so definierten Entfernungen erheblich kleiner als die Grenzen des Telegraphieempfanges.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in der Zahlentafel 1 zusammengestellt. Die Entfernungen wurden so bestimmt, daß das oben festgelegte Ausschlagsverhältnis am Empfangsort zeitlich verfolgt wurde, während im Flugzeug dessen Standort in kurzen Zeit-

Digitized by Google

abständen festgestellt wurde. So war es nach Beendigung möglich, für das festgelegte Ausschlagsverhältnis die Entfernung des Flugzeuges vom Empfänger zu bestimmen.

Wie man in der Zahlentafel 1 erkennt, ergeben sich für den Hin- und Rückflug sehr verschiedene Entfernungen, und zwar sind die Entfernungen des Hinfluges durchschnittlich größer als die des Rückflugs. Der Grund herfür liegt in der unregelmäßigen Charakteristik des im Flugzeug eingebauten Dipols. Wesentliche Teile des Flugzeuges liegen beim Rückflug zwischen Sender und Empfänger und absorbieren einen Teil der ausgestrahlten Energie.

Zahlentafel 1.

Entfernungen
für ein Ausschlagsverhältnis Zeichen/Störspiegel = 2/1
in Abhängigkeit von der Flughöhe.

| Flughöhe m | Entfernungen km Hinflug | Entfernungen km Rückflug |
|---|---|---|
| 60 | — | 10,5 |
| 75 | 13 | — |
| 80 | 8,5 | — |
| 150 | 18,5 | — |
| 170 | — | 15 |
| 190 | — | 18,5 |
| 200 | — | 14 |
| 210 | 20 | — |
| 220 | 22,5 | — |
| 230 | 27 | 22,5 |
| 450 | — | 28 |
| 500 | 36 | 22 |
| 540 | — | 29 |
| 680 | 53 | — |
| 700 | — | 36,5 |
| 930 | 41 | — |
| 2500 | — | 74 |
| 2700 | 90 | — |

Zahlentafel 2.

Grenzen des Telegraphieempfanges in Abhängigkeit von der Flughöhe.
(Flugzeug fliegt vom Empfänger fort.)

| Flughöhe m | Grenzen des Telegraphieempfanges km |
|---|---|
| 190 | 36 |
| 200 | 34 |
| 220 | 36 |
| 450 | 54 |
| 510 | 54 |
| 680 | 67 |
| 890 | 65 |
| 2620 | 130 |

In der Zahlentafel 2 sind ebenfalls in Abhängigkeit von der Flughöhe die Grenzen für den Telegraphieempfang zusammengestellt. Diese liegen, wie nach obigem zu erwarten war, wesentlich höher als die Entfernungen der Zahlentafel 1.

Die auf dem Rückflug erhaltenen Entfernungen ergaben kein richtiges Bild, da es hier sehr vom Zufall abhängt, wann die ersten schwachen Zeichen vom Empfänger aufgenommen werden. Daher sind in Zahlentafel 2 nur die beim Hinflug festgestellten Grenzen des Telegraphieempfanges enthalten.

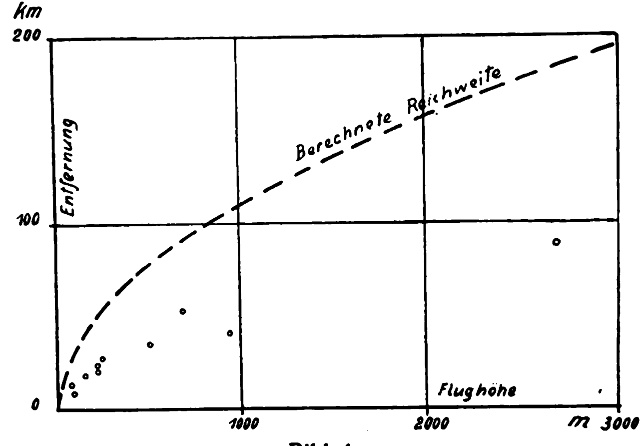



Bild 4.
Entfernungen in Abhängigkeit von der Flughöhe für ein Ausschlagsverhältnis von 2:1 beim Hinflug.

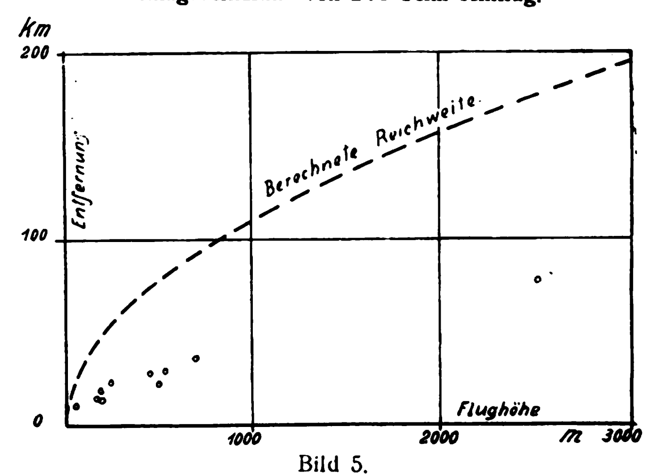



Bild 5.
Entfernungen in Abhängigkeit von der Flughöhe für ein Ausschlagverhältnis von 2:1 beim Rückflug.

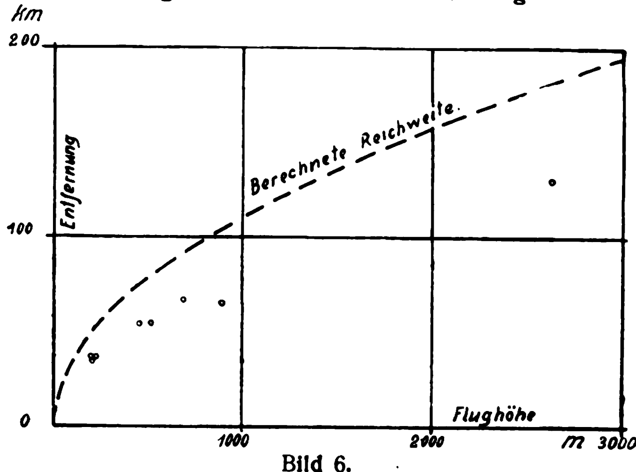



Bild 6.
Grenzen des Telegraphieempfanges in Abhängigkeit von der Flughöhe beim Hinflug.

In Bild 4 und 5 sind die Ergebnisse der Zahlentafel 1 graphisch aufgetragen. Bild 4 zeigt die Werte des Hinfluges, Bild 5 die des Rückfluges. In Bild 6 sind die Werte der Zahlentafel 2 graphisch aufgetragen.

Digitized by Google

Die einfachste Erklärung für die Zunahme der Reichweite mit der Flughöhe kann so gegeben werden, daß bei diesen sehr kurzen Wellen die Oberflächenwellen eine so starke räumliche Dämpfung erfahren, daß sie für die Ausbreitung praktisch keine Bedeutung haben. Für den Empfang ausreichende Feldstärken sind daher nur dann vorhanden, wenn die gerade Verbindungslinie vom Sender zum Empfänger durch die Luft verläuft. Nach dieser Vorstellung wird also ein Empfang so lange möglich sein, als das Flugzeug sich oberhalb der im Empfangsort an die Erdoberfläche

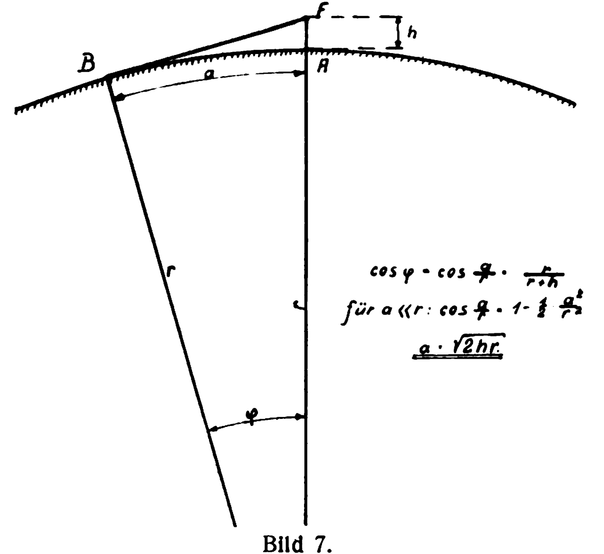


Bild 7.
**Berechnung der theoretischen Reichweite.**

gelegten Tangentialebene befindet. Bezeichnet man in Bild 7 die Flughöhe $AF$ mit $h$, die Reichweite $AB$ mit $a$, den Erdradius mit $r$, so ergibt sich

$$\cos\varphi = \cos\frac{a}{r} = \frac{r}{r+h}.$$

Für $a \ll r$ wird $\cos\frac{a}{r} = 1 - \frac{a^2}{2r^2} = \frac{r}{r+h}$.

Hieraus ergibt sich die theoretische Reichweite

$$a = \sqrt{2rh}.$$

Die so ausgerechneten Werte sind in den Bildern 4 bis 6 in Abhängigkeit von der Flughöhe als gestrichelte Kurve eingezeichnet.

Als wahrscheinlichster Grund für den Unterschied zwischen den gemessenen und errechneten Reichweiten dürfte der Umstand in Frage kommen, daß die Umgegend um die Empfangsantenne Bäume und Baulichkeiten aufweist. Um sich von den Einflüssen der nächsten Umgebung frei zu machen, wurde der Versuch in der Art wiederholt, daß das Empfangsgerät auf der Plattform eines 15 m hohen Holzturmes aufgestellt wurde. Für eine Flughöhe von 50 m ergab sich für ein Ausschlagsverhältnis 2 : 1 auf dem Hinflug, eine Entfernung von 14,5 km und eine Grenze des Telegraphieempfanges von 36 km. Für eine Flughöhe von 50 m berechnet sich bei Empfang unmittelbar am Boden eine theoretsiche Reichweite von 25 km. Legt man jedoch entsprechend den obigen Betrachtungen von einem Punkt 15 m oberhalb der Erdoberfläche die Tangente an diese, so ergibt sich für eine Flughöhe von 50 m eine theoretische Reichweite von 39 km. Dieser Wert zeigt eine genügende Uebereinstimmung mit der Messung.

Zum Schluß sei erwähnt, daß man Reichweiten von 1—2 km erhält, falls Sender und Empfänger am Boden stehen und daß z. B. der Empfang sofort verschwand, wenn das Flugzeug mit dem eingebauten Sender, im Abstand von wenigen hundert Metern vom Empfänger entfernt, hinter die Flugzeughalle rollte.

Zusammenfassung.

1. In der Arbeit ist die Reichweite eines Flugzeugsenders für 3,7 m Wellenlänge in Abhängigkeit von der Flughöhe gemessen worden. Während bei längeren Wellen seither eine Abhängigkeit der Reichweite von der Flughöhe durch Messung nicht nachgewiesen werden konnte, ist hier eine starke Abhängigkeit vorhanden.
2. Die Reichweiten, die auf einer Wellenlänge von 3,7 m mit einem Flugzeugsender von 1 Watt selbst bei großer Flughöhe erreicht werden, sind wesentlich geringer als diejenigen, die auf den z. Z. allgemein benutzten kurzen Wellen unter gleichen Verhältnissen erzielt werden. Unter Zugrundelegung des derzeitigen Standes der Empfangstechnik im Gebiet der sehr kurzen Wellen ergibt sich daher auch weiterhin für die allgemeine Nachrichtenübertragung eine wesentliche Ueberlegenheit der bisher angewandten kurzen Wellen. Ob eine Anwendung der sehr kurzen Wellen für Sonderzwecke, wie z. B. die Nahpeilung, möglich sein wird, muß weiteren Untersuchungen überlassen bleiben.

(Eingegangen am 24. November 1928.)

# Ueber die Instabilität der Frequenz von Röhrengeneratoren und deren Stabilisierung.

Aus dem Laboratorium für elektrische Schwingungen des Ober-Physikers L. Thérémin.

Von **W. Lazaref**, Leningrad.

**Inhaltsübersicht:**



Digitized by Google

### Einleitung.

Die durch zufällige Aenderungen der Speiseenergie verursachte Instabilität in dem Betriebszustand von Röhrengeneratoren bereitet manche Schwierigkeiten beim Arbeiten mit elektrischen Schwingungen. Im allgemeinen kann sich bei einer Veränderung der Speisebedingungen der Betriebszustand von Röhrengeneratoren in doppelter Hinsicht ändern: nach der Leistung und nach der Frequenz. Wir werden die Röhrengeneratoren hinsichtlich ihrer Frequenz untersuchen.

Obgleich die Erscheinung der Instabilität der Röhrengeneratoren seit langem bekannt ist und viele Schwierigkeiten bei ihrer Anwendung verursacht, gibt es nur wenig Arbeiten, die dieser Frage gewidmet sind. Wir wollen nur die grundlegenden und wertvollen Arbeiten von Edgeworth[1]), Strecker[2]) und Martin[3]) nennen.

Das Ziel dieser Arbeit ist, die Ursachen für die Aenderung der Schwingungsfrequenz von Röhrengeneratoren zu erklären und die Bedingung für eine Frequenzstabilisierung von hinreichender Genauigkeit zu finden.

### I. Theoretischer Teil.

Für die Untersuchung haben wir die klassische Schaltung mit einer Transformatorenkopplung im Anodenkreis benützt (s. Bild 1).

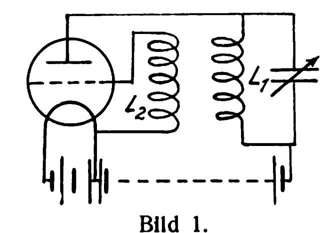



**Bild 1.**
**Prinzipielle Generatorschaltung.**

Bei der theoretischen Untersuchung werden wir von folgenden Bezeichnungen Gebrauch machen:

1. $i_a = i_{ao} + \mathfrak{J}_a$ Anodenstrom, $i_{ao}$ Gleichstromkomponente, $\mathfrak{J}_a$ Wechselstromkomponente.
2. $E_a = E_{ao} + \mathfrak{E}_a$ Anodenspannung, $E_{ao}$ Gleichkomponente, $\mathfrak{E}_a$ Wechselkomponente.
3. $i_g = i_{go} + \mathfrak{J}_g$ Gitterstrom, $i_{go}$ Gleichstromkomponente, $\mathfrak{J}_g$ Wechselstromkomponente.
4. $\mathfrak{E}_g$ Gitterwechselspannung.
5. $k = -\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a}$ Rückkopplungsfaktor.
6. $R_{go} = \frac{\mathfrak{E}_g}{\sqrt{2}\, i_{go}}$ Gleichstromwiderstand, Heizfaden-Gitter.
7. $R_g = \frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{J}_g}$ Widerstand Heizfaden-Gitter für die Gitterwechselstromkomponente.
8. $L_1$ und $L_2$ Induktivität des Anoden- und Gitterstromkreises.
9. $M$ Gegenseitige Induktivität der Spulen $L_1$ und $L_2$.
10. $R = j\omega L$ Reaktanz der Spule $L_1$.
11. $R$ Ohmscher Widerstand der Spule $L_1$.
12. $d$ Dämpfungsfaktor des Schwingungskreises.
13. $\psi$ Phasenwinkel zwischen $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$.
14. $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_L + \mathfrak{J}_C$ Anodenstrom, $\mathfrak{J}_L$ induktiver Strom, $\mathfrak{J}_C$ kapazitiver Strom.
15. $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ Schwingungskreisfrequenz,
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C}}$$

Die Erfahrung zeigt uns, daß die Frequenzänderung des Röhrengenerators von der Größe des Gitterstromes abhängt, welcher seinerseits durch den Heizstrom, die Anodenspannung und die gegenseitige Induktivität der Spulen $L_1$ und $L_2$ bedingt ist.

Man kann sich die Wirkung des Gitterstromes auf die Frequenz folgendermaßen vorstellen: Der Strom $\mathfrak{J}_L$ in der Spule $L_1$, der auf die Spule $L_2$ einwirkt, erzeugt im Gitterkreise eine Spannung $\mathfrak{E}_g = j\omega M \mathfrak{J}_L$. Die Spannung $\mathfrak{E}_g$ eilt dem Strome $\mathfrak{J}_L$ um 90° nach und stimmt der Phase nach mit der Wechselstromkomponente des Gitterstromes $\mathfrak{J}_g$ überein, wenn $R_g$ ein rein Ohmscher Widerstand ist. Der Gitterwechselstrom $\mathfrak{J}_g$ wirkt seinerseits auf den Anodenstrom, was eine Veränderung des Dämpfungsfaktors zur Folge hat, infolgedessen wir einen Phasenwinkel $\psi$ zwischen dem Strom $\mathfrak{J}_a$ und der Spannung $\mathfrak{E}_g$ bekommen. Dieser Phasenwinkel $\psi$ wird selbsttätig durch eine Veränderung der Kreisfrequenz $\omega$ um den Wert $\Delta\omega$ kompensiert.

Aus der Theorie der elektrischen Schwingungen ist bekannt (Möller, Elektronenröhren; S. 104), daß eine Frequenzänderung mit dem Dämpfungsfaktor durch folgende Beziehung verknüpft ist:

$$2\frac{\Delta\omega}{\omega} = \left(\frac{d}{\pi}\right)^2 \tag{1}$$

Um denjenigen Wert zu finden, um welchen sich der Dämpfungsfaktor unter der Wirkung des Gitterstromes verändert, wollen wir folgendermaßen verfahren. Es ist:

$$-\mathfrak{E}_a = (j\omega L_1 + R)\mathfrak{J}_L - j\omega M \mathfrak{J}_g \tag{2}$$

und

$$\mathfrak{E}_g = j\omega M \mathfrak{J}_L \tag{3}$$

weiterhin

$$\mathfrak{J}_g = \frac{\mathfrak{E}_g}{R_g} = \frac{j\omega M \mathfrak{J}_L}{R_g} \tag{4}$$

Setzen wir die Gl. (4) in (2), so bekommen wir:

$$\left.\begin{aligned} -\mathfrak{E}_a = j\omega L_1 \mathfrak{J}_L + R\mathfrak{J}_L + \frac{\omega^2 M^2}{R_g}\mathfrak{J}_L = j\omega L_1 \mathfrak{J}_L \\ + \left(R + \frac{\omega^2 M^2}{R_g}\right)\mathfrak{J}_L \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Der Ohmsche Widerstand des Schwingungskreises wird um den Wert $\frac{\omega^2 M^2}{R_g}$ vergrößert, dementsprechend wird also auch der Dämpfungsfaktor um den Wert $d_1 = \Delta d = \frac{\pi\omega M^2}{L_1 R_g}$ vergrößert.

Der ganze Dämpfungsfaktor wird

$$d = d_0 + d_1 = \frac{\pi R}{\omega L_1} + \frac{\pi\omega M^2}{L_1 R_g} \tag{6}$$

[1]) Edgeworth, The Instit. of Electric. Engin. 64, S. 349, 1926.
[2]) Strecker, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 22, S. 244, 1923.
[3]) Martin, Philosoph. Magazine 4, S. 922. 1927.

Digitized by Google

Der Dämpfungsfaktor wächst mit der Verminderung des Wechselstromwiderstandes Kathode—Gitter, mit der Vergrößerung der Kreisfrequenz $\omega$ und der gegenseitigen Induktivität $M$ an.

Der Ausdruck (6) kann folgendermaßen umgeschrieben werden:

Bekanntlich ist $-\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = k \simeq \frac{M}{L_1}$. Setzen wir diesen Ausdruck in die Formel für $d_1$ ein, so bekommen wir:

$$d_1 = \frac{k \pi \omega M}{R_g} \qquad (7)$$

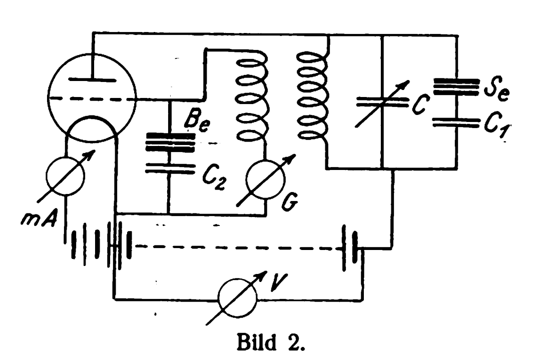



**Bild 2.**
**Schaltung mit Meßgeräten.**

und die Gleichung (1) kann folgendermaßen umgeschrieben werden:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{1}{2} \left( \frac{d_0 + d_1}{\pi} \right)^2 \qquad (8)$$

Alle diese Betrachtungen gelten, solange die Wirkung der Kapazität, welche dem Widerstande $R_g$ parallel liegt, vernachlässigt werden kann. Die Kapazität des Gitterstromkreises besteht aus der Kapazität der Röhre, der Zuleitungsdrähte der Meßinstrumente und der Eigenkapazität der Spule $L_2$. Die Frage nach dem Einfluß dieser Kapazität wird weiter ausführlicher behandelt werden.

## II. Experimenteller Teil.

Für die experimentelle Prüfung der Formel (8) wurden Messungen mit dem Generator ausgeführt, dessen Schaltung in Bild 2 wiedergegeben ist.

Die Wechselspannung $\mathfrak{E}_a$ des Anodenkreises wurde mittels eines Saitenelektrometers $S_e$ gemessen, welches an die Klemmen des Kondensators $C$ des Schwingungskreises gelegt wurde. Eine Kapazität $C_1$ wurde in Reihe mit dem Elektrometer $S_e$ geschaltet, welche die Möglichkeit gab, die Empfindlichkeit des Elektrometers in beliebigen Grenzen zu verändern. Die Spannung $\mathfrak{E}_a$ wurde mit einer Genauigkeit von 0,1 V gemessen.

Die Wechselspannung $\mathfrak{E}_g$ zwischen Gitter und Kathode wurde mit einem Quadrantenelektrometer von Bartels $B_e$ mit einer Genauigkeit von 0,1 V gemessen. Mit dem Elektrometer $B_e$ in Reihe wurde eine Kapazität $C_2$ geschaltet. Die Gesamtkapazität des Elektrometers und des Kondensators $C_2$ überstieg nicht 25 cm. Die Gittergleichstromkomponente wurde mittels des Galvanometers $G$ mit einer Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-6}$ A bestimmt. Der Heizstrom wurde mittels des Milliampèremeters mA (Genauigkeit 0,5 mA), die Anodengleichspannung mittels des Voltmessers V gemessen.

Wie schon erwähnt wurde, kann sich die Schwingungszahl eines Generatorsystems mit den Konstanten $L_1$ und $C$ als Funktion von drei unabhängigen Parametern verändern, nämlich: des Heizstroms $i_h$, der Anodenspannung $E_{ao}$ und der Gegeninduktivität $M$ zwischen den Spulen $L_1$ und $L_2$.

Es wurde beobachtet, wie sich die Schwingungszahl des Generators in Abhängigkeit von diesen drei Größen verändert. Die Messungen wurden nach dem Interferenzverfahren ausgeführt. Zu diesem Zwecke war ein zweiter stabilisierter Generator gebaut, dessen Frequenz mit einer großen Genauigkeit konstant gehalten werden konnte. Bei einer Veränderung des Heizstromes von der Erregungsgrenze (45 mA) bis zu dem Maximalstrom (75 mA), welchen eine Röhre „Micro-TST“ ertragen konnte, blieb die Frequenz konstant mit einer Genauigkeit von 0,003%. Bei einer Veränderung der Anodenspannung von 5 V bis 100 V war die Frequenzänderung etwa 0,0001%. Die Vorrichtung, mittels derer die Stabilisation erreicht wurde, werden wir genauer in dem Abschnitte über die Stabilisation besprechen.

Der Interferenzton des stabilisierten und des untersuchten Generators wurde über zwei Zwischen-

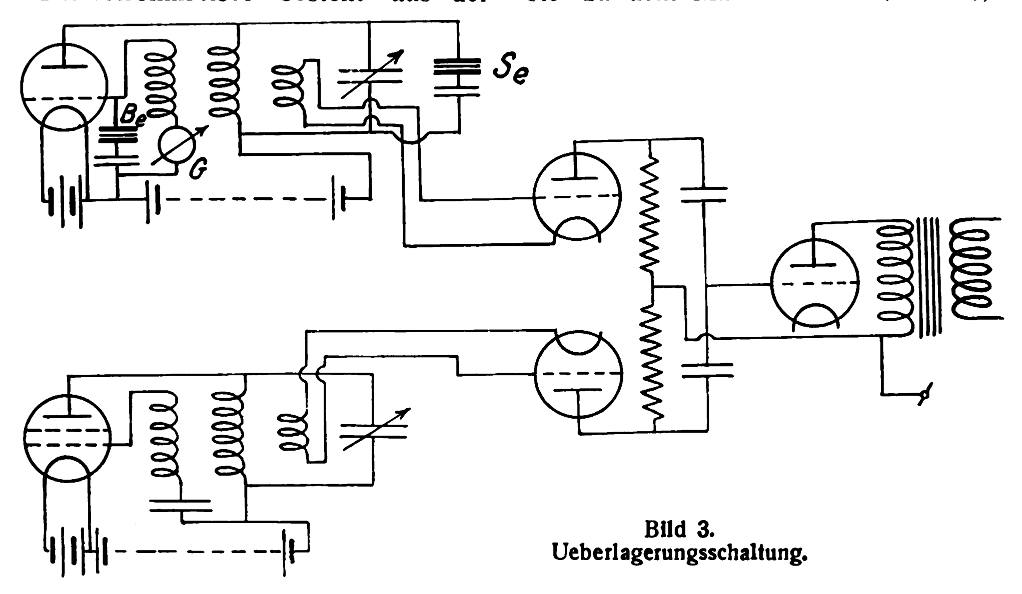



**Bild 3.**
**Ueberlagerungsschaltung.**

Digitized by Google

röhren (um die Zieherscheinung zu vermeiden) einem Zweiröhrenverstärker zugeführt, bei dem die erste Röhre als Gleichrichter, die zweite als Verstärker, der mit der ersten Röhre durch einen Niederfrequenztransformator gekoppelt wurde, geschaltet war. Die Einwirkung des Verstärkers auf die Generatorfrequenz war dadurch beseitigt. Die Schaltung der ganzen Anordnung ist in Bild 3 wiedergegeben.

Die Messungen wurden folgendermaßen ausgeführt. Es wurden zwei Parameter konstant gehalten, z. B. $M$ und $E_a$, und der Heizstrom verändert. Dadurch wurde die Frequenz des untersuchten Generators verändert, infolgedessen sich auch der Interferenzton änderte.

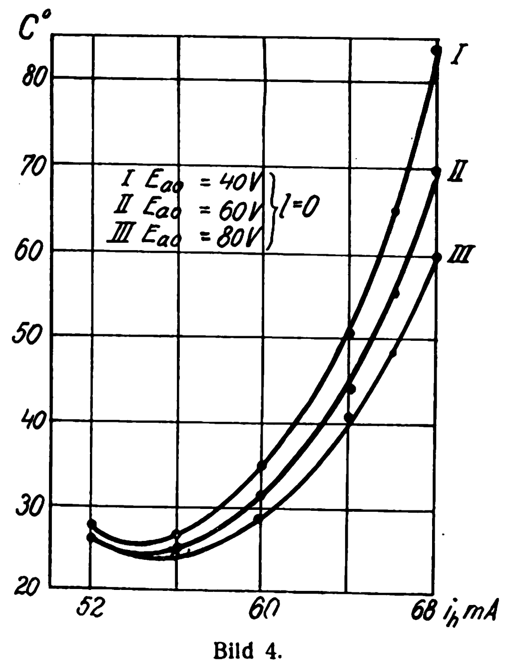



Bild 4.
Kapazitätsänderung durch den Heizstrom $\Delta C = F(i_h)$.

Um dem Generator seine ursprüngliche Frequenz wiederzugeben, mußte die Kapazität des Schwingungskreises verändert werden. Die Frequenz wurde nach dem Interferenzton eingestellt, welcher in unserem Falle 435 Hz betrug. Die Konstanz des Interferenztones wurde durch einen akustischen Generator reguliert, welcher durch eine Normalstimmgabel gesteuert wurde (435 Hz). Bei einer Aenderung der Frequenz des Generators entstanden Schwebungen zwischen dem normalen akustischen Generator und dem Interferenzton.

### 1. Die Abhängigkeit der Frequenz $\omega$ vom Heizstrome $i_h$ bei $E_{ao} = \text{const.}$ und $M = \text{const.}$

Einer Vergrößerung des Heizstromes $i_h$ entspricht meist eine Verminderung der Frequenz $\omega$. Wir wollen diese Frequenzveränderung durch diejenige Aenderung $\Delta C$ der Kapazität des Schwingungskreises ausdrücken, die bei unverändertem Heizstrome dieselbe Frequenzänderung $\Delta\omega$ bewirken würde. Dann ist $-\Delta\omega \sim -\Delta C = F(i_h)$. Als Ausgangszustand wählen wir dabei aus den verschiedenen Betriebszuständen denjenigen aus, bei dem die Röhre mit der Maximalkapazität im Schwingungskreise eine bestimmte Frequenz ($\omega = 2 \cdot 10^5\,\text{sec}^1$) erzeugt. Dieser Betriebszustand lag in unserem Falle vor für $i_h = 55$ mA, $E_{ao} = 80$ V und $M = f(l)$, wo $l = 5$ cm den Abstand zwischen den Spulen $L_1$ und $L_2$ bedeutet. Die Stellung des Drehkondensators im Schwingungskreis war dabei 130°.

Bei allen anderen Betriebszuständen müssen wir, um dieselbe Frequenz zu erhalten, eine Kapazität $C$ in den Schwingungskreis einschalten, der eine Einstellung des Kondensators kleiner als 130° entspricht.

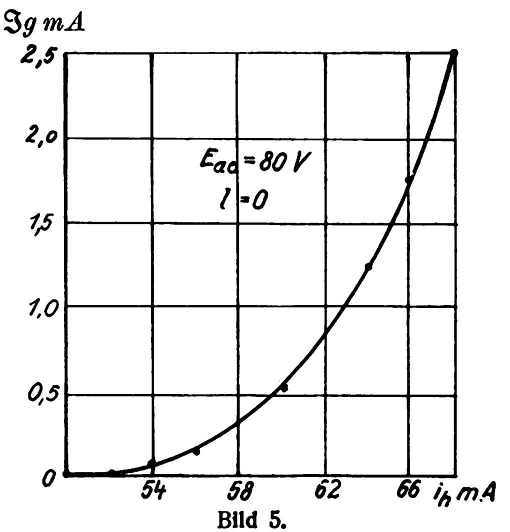



Bild 5.
Abhängigkeit des Gitterstromes vom Heizstrom $\mathfrak{J}_g = F(i_h)$.

Somit wird $\Delta C = 130° - C$. Diese Differenz $\Delta C$ ist auf der Ordinatenachse der Kurven von Bild 4—8 aufgetragen.

Die Kurven von Bild 4 geben den Zusammenhang zwischen der Kapazität $C$ und dem Heizstrom $i_h$ für $M = \text{const.}$ und für verschiedene Werte von $E_{ao}$

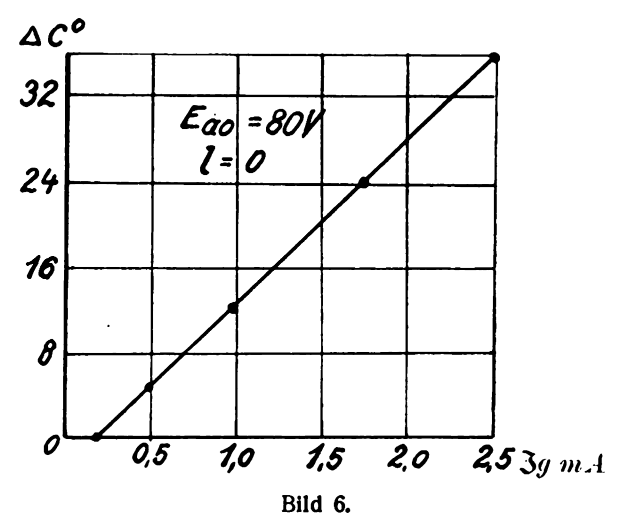



Bild 6.
Kapazitätsänderung in Anhängigkeit vom Gitterstrom $\Delta C = F(\mathfrak{J}_g)$.

wieder. Diese Kurven zeigen uns, daß bei einer Vergrößerung von $E_{ao}$ die Abhängigkeit der Frequenz $\omega$ von $i_h$ abnimmt.

Bemerkenswert ist folgendes: Wenn wir die Kurve $\mathfrak{J}_g = f(i_h)$ aufnehmen, so erweist es sich, daß sie dieselbe Form hat wie die Kurve $\Delta C° = f(i_h)$ (s. Bild 5). Wenn man nun die Kurve $\Delta C° = f(\mathfrak{J}_g)$ konstruiert, so ergibt sich eine Gerade (s. Bild 6).

Digitized by Google

2. Die Abhängigkeit der Frequenz $\omega$ von der Anodenspannung $E_{ao}$ bei $M = \text{const.}$ und verschiedenen Werten von $i_h$.

Die Abhängigkeit der Schwingungszahl von der Anodenspannung $E_{ao}$ bei konstantem $M$ und $i_h$ (Bild 7) zeigt einen anderen Verlauf als die Kurven $\Delta C = f(i_h)$.

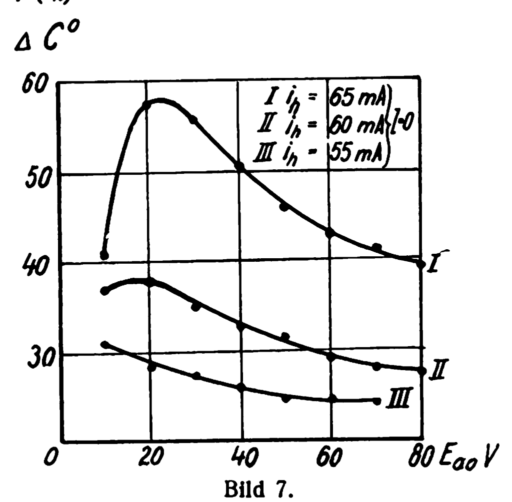



Bild 7.
Kapazitätsänderung durch die Anodenspannung $\Delta C = F(E_{ao})$.

3. Die Abhängigkeit der Frequenz $\omega$ von der gegenseitigen Induktivität $M$ bei $i_h = \text{const.}$ und $E_{ao} = \text{const.}$

Wir haben schon früher erwähnt, daß die Kreisfrequenz $\omega$ auch von der gegenseitigen Induktivität $M$ der Spulen $L_1$ und $L_2$, d. h. von dem Grad der Rückkopplung abhängt.

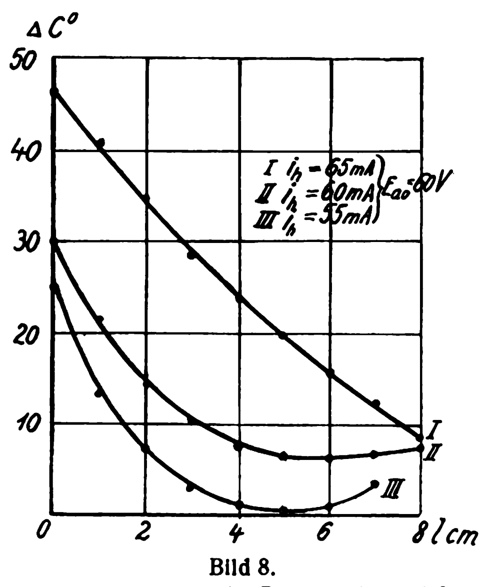



Bild 8.
Kapazitätsänderung durch die Rückkopplung $\Delta C = F(l)$.

Im Bild 8 sind die Kurven angegeben für $\Delta C = f(l)$, wo $l$ den Abstand zwischen den Spulen $L_1$ und $L_2$ bedeutet. Wir haben nur die Kurven für $E_{ao} = 60$ V und $i_h = 55$, 60 und 65 mA eingezeichnet. Die Kurven, die anderen Spannungen $E_{ao}$ entsprechen, haben dieselbe Form wie für $E_{ao} = 60$ V und unterscheiden sich nur dadurch, daß sie längs der Ordinatenachse nach unten verschoben sind, wenn $E_{ao} > 60$ V ist und nach oben, wenn $E_{ao} < 60$ V ist.

Die Kurve von Bild 9 gibt die Werte der gegenseitigen Induktivität $M$ in $m$ Hy in Abhängigkeit von dem Abstande $l$.

Im Bild 10 ist ferner die Abhängigkeit zwischen $k$ und $l$ graphisch aufgetragen.

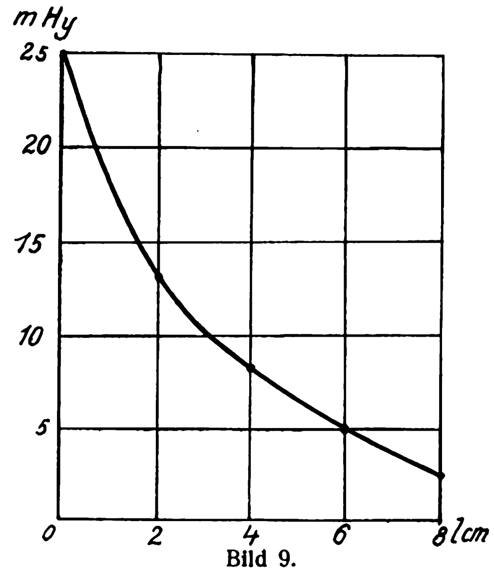



Bild 9.
Werte der gegenseitigen Induktivität in Abhängigkeit von der Spulenentfernung $M = F(l)$.

4. Ueber den Gitterstrom des Generatorsystems.

Bei der Ableitung der Formel (7) haben wir über den Einfluß der Gitterwechselstromkomponente auf

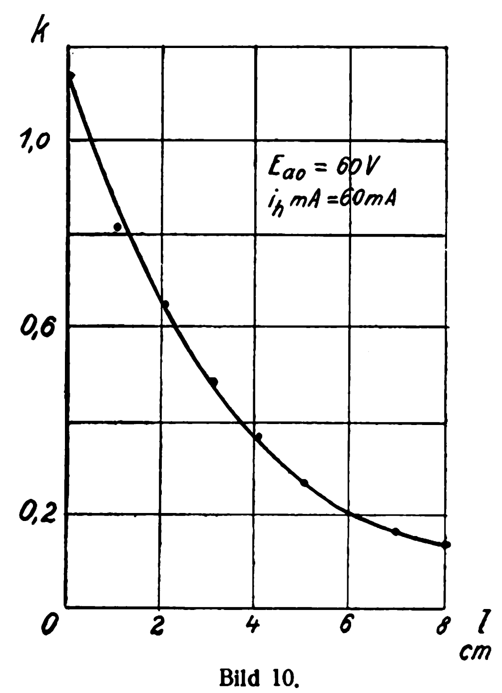



Bild 10.
Rückkopplungsfaktor in Abhängigkeit von der Spulenentfernung
$$k = -\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = F(l).$$

den Schwingungskreis gesprochen. Da der Gitterstromkreis eine unipoläre Leitfähigkeit besitzt, so können wir den Wechselanteil des Stromes dadurch gewinnen, daß wir die wahre Gitterstromkurve in eine Fourir-Reihe entwickeln. Nach der Entwicklung bekommen wir eine Gleichstromkomponente $i_{go}$, welche


Digitized by Google

mit einem Gleichstrominstrument gemessen wird, und eine Wechselstromkomponente $\mathfrak{J}_g$ mit der Kreisfrequenz $\omega$. Die beiden Komponenten sind durch den Verlauf der Gitterstromkurve $i_g$ bedingt. Aus den Werten von $\mathfrak{J}_g$ und $\mathfrak{E}_g$ (sie sind in Phase miteinander) können wir einen Schluß über den Gitterwiderstand ziehen.

Der Verlauf der Gitterstromkurve $i_g$ wird auch von dem Verlauf der Gitterspannungskurve beeinflußt, aber wir können diese Spannung mit einer genügenden Annäherung als sinusförmig ansehen.

Der wirkliche Verlauf der Gitterstromkurve $i_g$ kann durch folgende Messungen ermittelt werden:

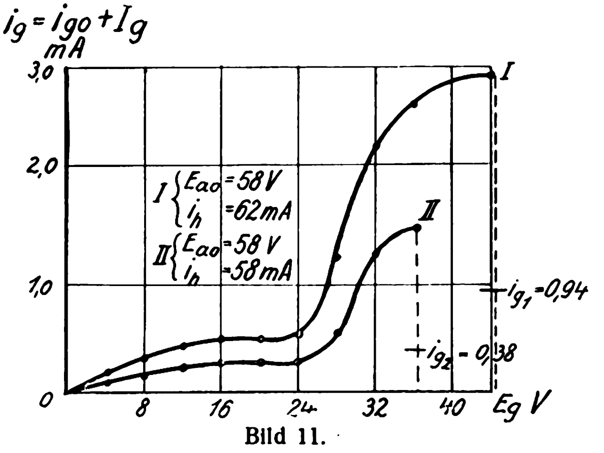


Bild 11.
Gitterstrom in Abhängigkeit von der Gitterspannung $i_g = F(E_g)$.

Wie schon oben erwähnt, genügt der Schwingungsvorgang des Röhrengenerators folgendem Gesetz: $\mathfrak{E}_g = -k\mathfrak{E}_a$, wo $k$ den Rückkopplungsfaktor bedeutet. Der Gitterstrom wird nur während der positiven Halbperiode der Kurve $\mathfrak{E}_g$ erzeugt. Um die Stromkurve $i_g$ zu bestimmen, konnte man sich damit begnügen, ihn nur während einer Viertelperiode zu messen, welche im positiven Gebiete der Kurve liegt, weil das zweite Viertel dem ersten vollkommen symmetrisch ist. Die Stromkurve $i_g$ wurde nach der gewöhnlichen statischen Methode bestimmt. Es wurde ein bestimmter Betriebszustand ($i_h$ und $E_{ao}$) genommen, bei dem uns die Amplituden von $\mathfrak{E}_{go}$ und $\mathfrak{E}_{ao}$ bekannt waren, ebenso wie der Kopplungsfaktor $k$ des Generatorsystems. An das Gitter wurden reihenweise Spannungen von 0 bis $+\mathfrak{E}_{go}$ angelegt, an der Anode solche, die sich aus der Gleichung $V = E_{ao} - \frac{\mathfrak{E}_g}{k}$ ergaben und zwischen $E_{ao}$ und $V = E_{ao} - \frac{\mathfrak{E}_{go}}{k}$ lagen. Für diese Bedingungen wurde der Gitterstrom $i_g$ gemessen. Die Stromwerte $i_g$, die sich dabei ergaben, müssen genau dieselben sein wie die Werte des Gitterstromes $i_q$, die bei denselben Spannungen in dem Generatorsystem fließen.

Im Bild 11 sehen wir die Gitterstromkurven $i_g$, die wir statisch gemessen haben. Solche Kurven, aus denen $\mathfrak{J}_g$ und $R_g$ bestimmt werden können, haben wir für alle Betriebszustände des untersuchten Generatorsystems gemessen.

Wie zu erwarten war, hatte die Gleichstromkomponente, welche unmittelbar an der Generatorröhre gemessen wurde, und welche sich aus der Kurvenanalyse ergab, für einen bestimmten Betriebszustand ein und denselben Wert. Dieser Umstand macht es höchst wahrscheinlich, daß die tatsächliche Gitterstromkurve des Generatorsystems denselben Verlauf hat, den wir nach der statischen Methode gemessen haben.

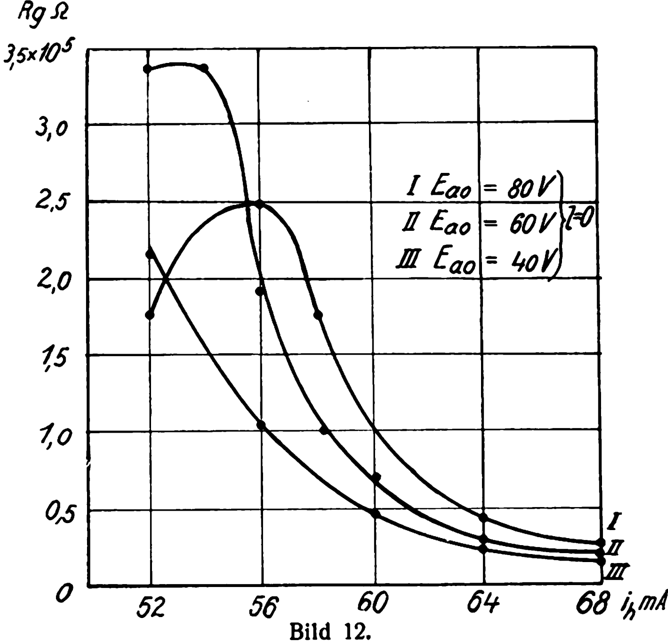


Bild 12.
Widerstand Gitter-Kathode in Abhängigkeit von der Heizstromstärke $R_g = F(i_h)$.

### III. Vergleich von Theorie und Experiment.

Wir haben oben die theoretische Formel $\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2}\left(\frac{d_0 + d_1}{\pi}\right)^2 = \frac{1}{2\pi}\left(d_0 + k\frac{\pi\omega M}{R_g}\right)^2$ angeführt, die das Gesetz wiedergibt, nach dem sich die Frequenz in Abhängigkeit von $k$, $M$ und $R_g$ ändert: die Größen

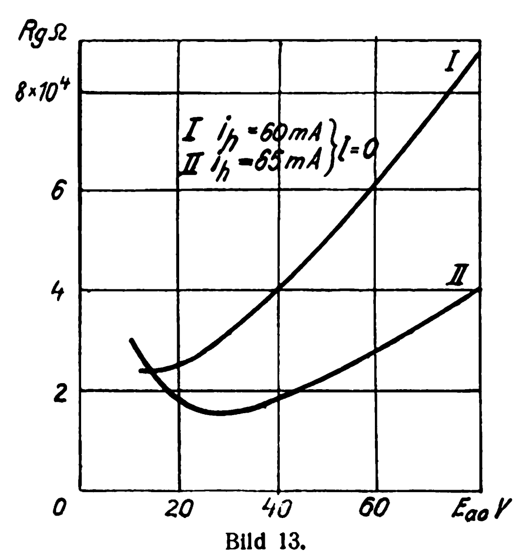


Bild 13.
Widerstand Gitter-Kathode in Abhängigkeit von der Anodenspannung $R_g = F(E_{ao})$.

$k$ und $R_g$ sind ihrerseits durch eine verwickelte Beziehung mit $i_h$, $E_{ao}$ und $M$ verknüpft.

Die experimentellen Kurven für $R_g$ und $k$ wurden von uns für eine große Anzahl von Betriebszuständen bestimmt. Einige von diesen Kurven sind auf den Bildern 10, 12, 13 und 15 wiedergegeben.


Digitized by Google

Setzen wir in die theoretische Formel statt $R_g$ und $k$ die zugehörigen Werte ein, die aus den experimentellen Kurven für verschiedene Betriebszustände entnommen werden können, so bekommen wir eine theoretische Kurve, die die Abhängigkeit von $\frac{\Delta\,\omega}{\omega}$ von den Größen $i_h$, $E_{ao}$ und $M$ wiedergibt.

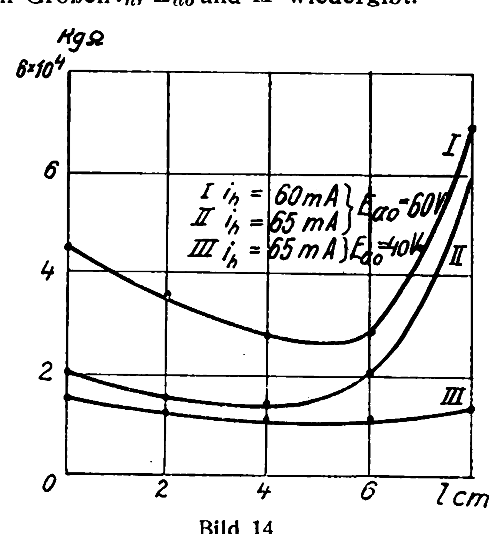



Bild 14.
**Widerstand Gitterkathode in Abhängigkeit von der Rückkopplung $R_g = F(l)$.**

Die auf den Bildern 15, 16 und 17 eingezeichneten Kurven zeigen die relative Frequenzänderung (in Prozenten) bei einer Aenderung des Heizstromes.

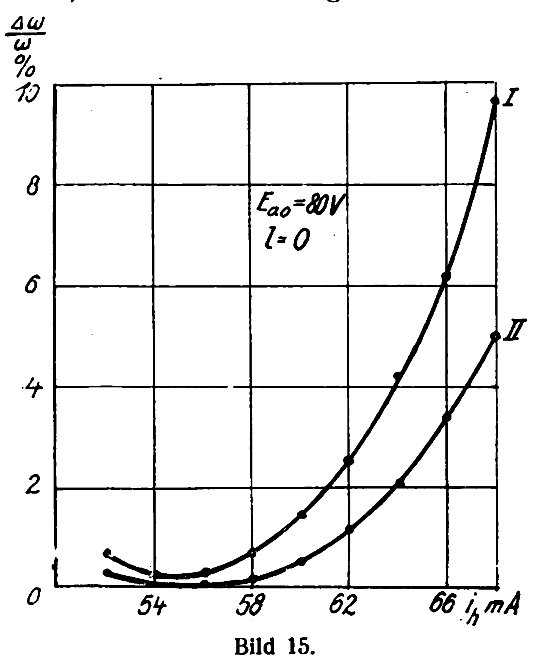



Bild 15.
**Relative Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Heizstromstärke $\frac{\Delta\,\omega}{\omega} = F(i_h)$ für $E_{ao} = 80$ V.**

Die oberen Kurven, die mit dem Zeichen I versehen sind, sind dem Experiment entnommen, die unteren durch II bezeichneten Kurven sind nach den Formeln berechnet.

Beide Kurven haben ungefähr denselben Verlauf, die quantitative Abweichung erklärt sich dadurch, daß in Wirklichkeit der Gitterwiderstand für den Wechselstrom $R_g$ geringer ist, als wir bei der Berechnung angenommen haben. Die Gesamtkapazität des Gitterstromkreises ist etwa 50 cm, der kapazitive Widerstand, der dem Ohmschen Widerstande Kathode—Gitter parallel liegt, folglich etwa 80 000 bis 90 0000 Ohm. Diese Erklärung wird auch dadurch

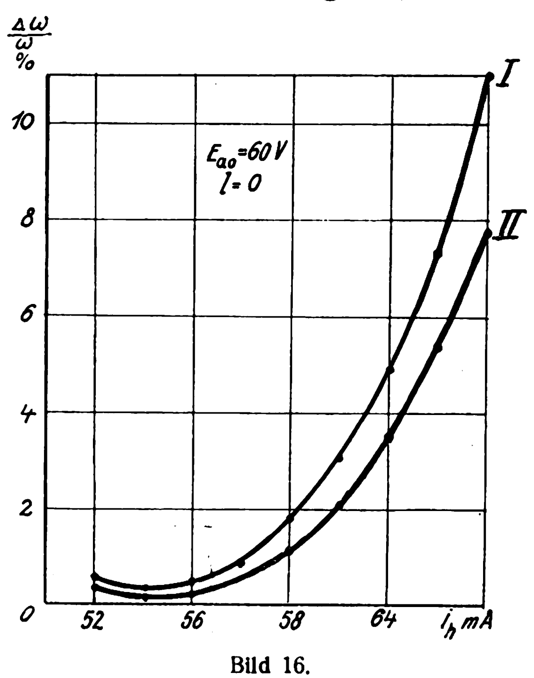



Bild 16.
**Relative Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Heizstromstärke $\frac{\Delta\,\omega}{\omega} = F(i_h)$ für $E_{ao} = 60$ V.**

bestätigt, daß die Formel die experimentelle Abhängigkeit bei kleinen $E_{ao}$ besser wiedergibt, als bei großen. Bei den höheren Anodenspannungen liegen die Widerstandskurven $R_g$ höher als bei niedrigen

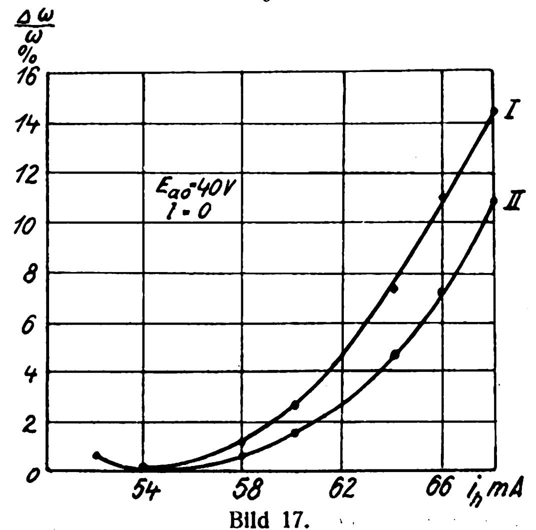



Bild 17.
**Relative Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Heizstromstärke $\frac{\Delta\,\omega}{\omega} = F(i_h) =$ für $E_{ao} = 40$ V.**

(s. Bild 12), und die Wirkung des kapazitiven Widerstandes auf den Gitterwiderstand ist hier größer als bei niedrigen $E_{ao}$.

Die Bilder 18 und 19 zeigen die Kurven der relativen Frequenzänderung $\frac{\Delta\,\omega}{\omega}$ (in Prozenten) in Abhängigkeit von der Anodenspannung $E_{ao}$.

Digitized by Google

Die experimentellen Kurven sind mit dem Index I, die theoretischen mit dem Index II versehen. Die Bilder zeigen uns, daß die Kurven fast übereinstimmen.

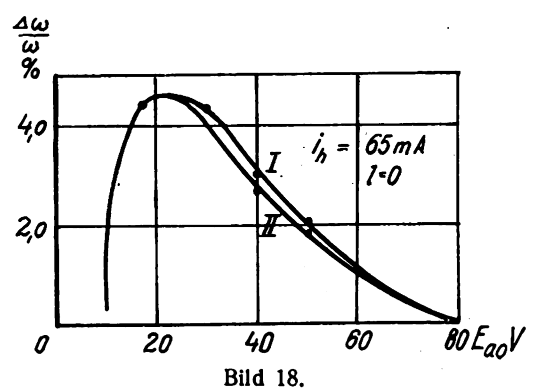



Bild 18.
Relative Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Anodenspannung $\frac{\Delta\omega}{\omega} = F(E_{ao})$ für $i_h = 65$ m A.

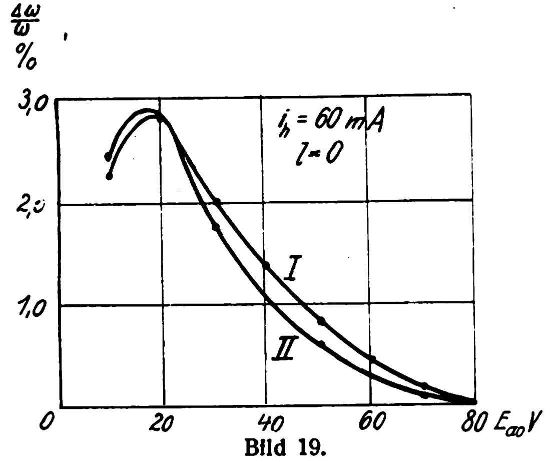



Bild 19.
Relative Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Anodenspannung $\frac{\Delta\omega}{\omega} = F(E_{ao})$ für $i_h = 60$ m A.

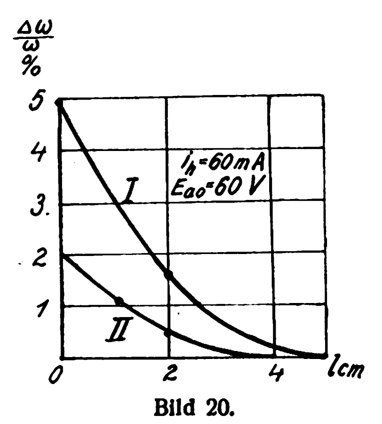



Bild 20.
Relative Frequenzveränderung in Abhängigkeit von der Rückkopplung $\frac{\Delta\omega}{\omega} = F(l)$ für $i_h = 60$ m A.

Die Bilder 20 und 21 zeigen die Kurven der relativen Frequenzänderungen in Abhängigkeit von der gegenseitigen Induktivität, oder, streng genommen, $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ als Funktion des Abstandes $l$ zwischen den Spulen $L_1$ und $L_2$. Wir bemerken hier eine große zahlenmäßige Abweichung zwischen der Erfahrung und der Theorie. Diese Abweichung ist auch wahrscheinlich durch die obenerwähnten Gründe zu erklären. Die Kurven $k = f(i_h)$ und $k = f(E_{ao})$ sind nicht angegeben. Sie liegen der Abszissenachse fast parallel mit einer Abweichung von 10—20% (von 1 bis 1,2). Es ist auch

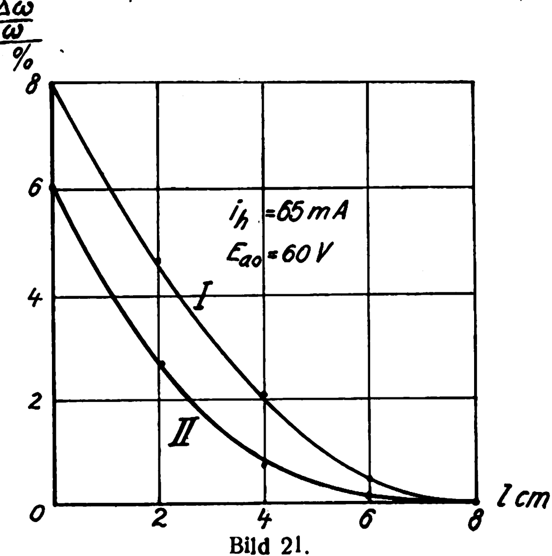



Bild 21.
Relative Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Rückkopplung $\frac{\Delta\omega}{\omega} = F(l)$ für $i_h = 65$ m A.

bemerkenswert, daß die Frequenz des Gitterstromkreises bei diesen Kurven viel höher als die erzeugte Frequenz lag, also $\omega_g > \omega$ wo $\omega_g$ die Eigenfrequenz des Gitterstromkreises bedeutet.

### IV. Ueber die Stabilisierung der Frequenz.

Wie oben erwähnt war, hängt $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ von $M$, $k$ und $R_g$ ab. Dieses Verhältnis wird gleich Null, wenn $M = 0$, $k = 0$ oder $R_g = \infty$ ist. Aber die beiden ersten Bedingungen sind unmöglich, weil in diesem Falle die Schwingungserzeugung aufhören müßte. Wir haben den letzten Fall, also $R_g = \infty$ für die Stabilisierung benutzt.

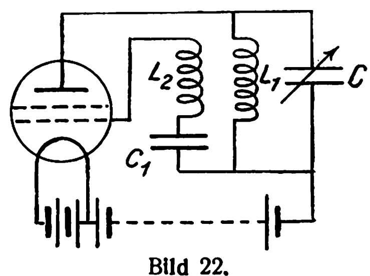



Bild 22.
Schaltung eines Röhrengenerators mit Frequenzstabilisierung.

Die Schaltungsanordnung des stabilisierten Generators ist in Bild 22 wiedergegeben[1]). Das Steuergitter einer Zweigitterröhre bleibt frei. Im Raumladegitterkreise liegt in Reihe mit der Induktivität $L_2$ eine Kapazität $C_1$, deren Wert in den Grenzen von 0,01 bis 2 $\mu F$ verändert werden konnte.

Die Stabilisierung ist um so vollkommener, je kleiner die Leitfähigkeit dieses Kondensators ist. Die Frequenz eines Generators, der nach dieser Schaltanordnung gebaut ist, ist von dem Heizstrome fast unabhängig. Bei einer Veränderung des Heiz-

[1]) Die unten beschriebene Anordnung für die Stabilisation wurde am 29. 10. 1927 in dem russischen Ausschuß für das Erfindungswesen patentiert.


Digitized by Google

stromes von 40 mA bis 75 mA bei $\omega = 2 \cdot 10^5$, also $f = 3{,}3 \cdot 10^4$ ändert sich die Frequenz um eine Periode: sie bleibt also konstant mit einer Genauigkeit von 0,003%. Die Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Anodenspannung ist noch kleiner, sie übertrifft in keinem Falle den Wert von 0,0001%. Der Bereich der erzeugten Frequenzen kann beliebig gewählt werden. Wir bekamen eine Stabilisierung bei $f =$ 435 Hz und bei $f = 3 \cdot 10^6$ Hz.

Wir wollen nun die Vorgänge, die in dem stabilisierten Generator stattfinden, betrachten. Da in unserem Falle der Ohmsche Widerstand der Kapazität $C_1$ und der Widerstand des Lampensockels 100 Megohm gleich war, so erhielt das Gitter auch bei geringen Strömen eine negative Ladung.

Der Gitterstrom hatte im Augenblick, wo die Schwingungen einsetzten, den Wert von etwa $10^{-6}$ A, das Gitter war also bis zu einem beträchtlichen negativen Potential aufgeladen.

Die Schwingungserzeugung findet nur in dem Gebiete der negativen Charakteristik statt; im Gitter fließt nur ein rein kapazitiver Strom (die Kapaziät des Systems Gitter-Kathode kann den Wert von 10 cm erreichen). In diesem Falle ist vermutlich der Generatorstrom rein oder angenähert sinusförmig, weil sich keine Oberschwingungen bemerken lassen.

Der oben erwähnte Generator kann nur mit einer losen Kopplung arbeiten, bei einer festen Kopplung wird die Schwingungserzeugung unregelmäßig.

Der von uns gebaute stabilisierte Generator könnte eine gute Anwendung bei Messungen finden, die nach der Schwebungsmethode ausgeführt werden. Er kann auch als Frequenznormal benutzt werden.

Wir müssen noch eine Eigentümlichkeit in Betracht ziehen, welche man bei der Arbeit mit dem stabilisierten Generator nicht vergessen darf. Der ganze Generator oder mindestens die Induktionsspulen müssen elektrostatisch geschirmt werden, sonst können die Außenfelder dem Gitter eine solche negative Ladung geben, daß überhaupt keine Schwingungserzeugung entstehen kann.

Die Vorzüge der Doppelgitterröhre im stabilisierten Generator können durch den kleinen Durchgriff der Röhre erklärt werden. Was das zweite Gitter betrifft, so scheint es überhaupt keine Rolle zu spielen.


Zusammenfassung.

1. Es wird der Mechanismus der Frequenzänderungen von Röhrengeneratoren bei einer Aenderung von Heizstromstärke $i_h$, Anodenspannung $E_{ao}$ und Kopplungsgrad geklärt. Die Ursache der Erscheinung liegt in dem Gitterstrome $i_g$, dessen Wechselstromkomponente $\mathfrak{J}_g$ auf den Schwingungskreis wirkt und den Dämpfungsfaktor vergrößert.

Die Erhöhung des Dämpfungsfaktors des Schwingungskreises ruft eine Phasendifferenz zwischen dem Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ und der Anodenspannung $\mathfrak{E}_a$ hervor, was eine Veränderung der Frequenz zur Folge hat.

2. Es wird ein stabilisierter Generator aufgebaut, der mit einer genügenden Genauigkeit seine Frequenz konstant hält, nämlich: bei einer Veränderung des Heizstromes von der Erregungsgrenze bis zum maximalen Heizstrome, den die Röhre zuläßt, ist die Frequenzänderung weniger als 0,003%. Bei einer zehnfachen Veränderung der Anodenspannung $E_{ao}$ also von 100 V bis 10 V, ist die Frequenzänderung weniger als 0,0001%



Herrn Professor D. Rojansky bin ich für seine wertvollen Ratschläge und Anweisungen, welche mir die Möglichkeit gaben, diese verwickelten Erscheinungen zu erforschen, zu großem Dank verpflichtet.



Leningrad, Physikalisch-Technisches Roentgeninstitut.



(Eingegangen am 7. Juni 1928.)


# Neutralisation des Resonanz-Verstärkers.


Von **Kurt Schlesinger**, Berlin-Friedrichshagen.


**Inhaltsübersicht:**



## A. Theoretischer Teil.

### 1. Berechnung der Neutralisationskapazität.

Belastet man ein Verstärkerrohr anodenseitig mit einem aus Parallelschaltung von Induktivität $L$ und Kapazität $C$ bestehenden Kreise und stimmt diesen auf die Frequenz eines ebensolchen Gitter-Eingangskreises ab, so tritt Selbstschwingen ein. Dieses ist zwanglos aus der Analogie der Anordnung mit der Huth-Kühnschen Senderschaltung erklärbar, d. h. es ist eine Folge der durch die Gitteranodenkapazität $C_{ga}$ der Röhre bedingten kapazitiven Koppelung.

Will man die Selbsterregung unterdrücken, so hat man dafür zu sorgen, daß auf einem zweiten Wege vom Eingangskreis ein kompensierender Strom zum Belastungskreis fließen und an den zu entkoppelnden Punkten desselben eine Spannung hervorrufen kann,

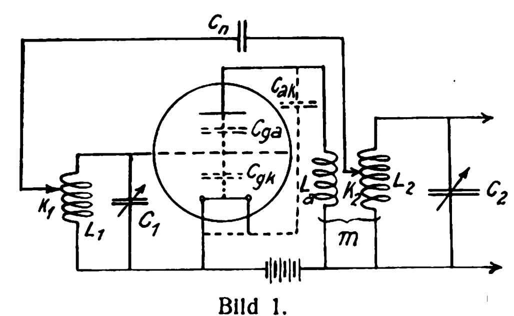



Bild 1.
Neutralisierter Resonanzverstärker nach Hazeltine.

die der ersteren gleich nach Frequenz und Amplitude, aber um $\pi$ phasenverschoben ist.

Die Wirkung der bekannten Dreipunktneutralisation ist durch Umzeichnen zu einer Brückenschaltung erklärbar.


Digitized by Google

Bei der klassischen Neutrodyneschaltung von Hazeltine versagt diese Erklärung.

Bild 1 zeigt ein Glied eines nach Hazeltine neutralisierten Resonanzverstärkers. Mit den drei charakteristischen Röhrenkapazitäten $C_{ga}$, $C_{ak}$, $C_{gk}$ ist sofort folgender elektrostatischer Ersatz der Röhre gegeben:

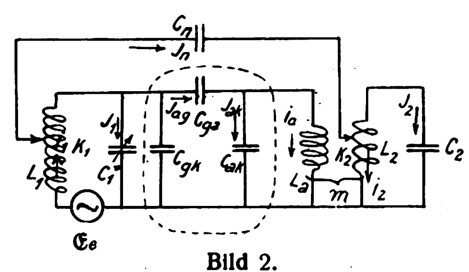



**Bild 2.**
**Ersatzschaltung für den Resonanzverstärker.**

Wie man sieht, liegen $C_{ak}$ und $C_{gk}$ zu $L_a$ bzw. $C_1^*$ parallel, d. h. sie wirken nur unwesentlich als Erhöhung der Spulenkapazität mit. Wesentlich ist hingegen $C_{ga}$ oder $C_i$ als Koppelungselement.

Unser Ziel sei nun die quantitative Behandlung der Schaltung sowie die Diskussion der Frequenzabhängigkeit der Neutralisation.

1. Wir bezeichnen: $C_1^* + C_{gk} = C_1$; die eingeprägte EMK $\mathfrak{E}_e$ sei das Aequivalent einer durch Gegeninduktivität in $L_1$ erzeugten Eingangsspannung.

wird, also noch eine zur Erhöhung der Empfindlichkeit erwünschte Entdämpfung der Schwingungskreise im System verbleibt.

Aus obigen 8 linearen Gleichungen ermitteln wir eindeutig die beiden uns interessierenden Ströme. $i_2 = \mathfrak{E}_e \cdot \mathfrak{y}_{1(\omega)}$; $J_2 = \mathfrak{E}_e \cdot \mathfrak{y}_{2(\omega)}$, worin die Leitwerte $\mathfrak{y}_1$ und $\mathfrak{y}_2$ außer von den Systemdaten noch von der erregenden Frequenz $\omega$ von $\mathfrak{E}_e$ abhängen. (Sie sind hier beide rein imaginär, da wir ja Wirkwiderstände nicht berücksichtigt haben.)

Unsere Entkoppelung kann nun zu der Forderung $J_2 = 0$ oder $0 = [k_2^2 i_2 - (1 - k_2^2) J_2]$ $L_2$ führen, je nachdem, ob wir das folgende Rohr direkt, wie üblich, an die Klemmen des Kondensators $C_2$ legen, oder es induktiv mit $L_2$ koppeln.

$J_2 = 0$ bedeutet Verschwinden der Spannung an $C_2$; $i_2 k_2^2 = (1 - k_2^2) J_2$ bedeutet Verschwinden des von $L_2$ erzeugten Flusses.

Uns interessiert zunächst nur die erste Bedingung. Sie verlangt:

$$|\mathfrak{y}_2| = 0 = f(\omega,\ C_n,\ C_1,\ C_2,\ k_1,\ k_2)$$

Nun aber sind infolge der Resonanzabstimmung von Eingangs- und Ausgangskreis auf die Empfangsfrequenz die Gleichungen: $\omega^2 L_1 C_1 = \omega^2 L_2 C_2 = 1$ erfüllt. Hierdurch eliminieren wir $\omega$ und erhalten:

$$f(C_n,\ C_2,\ k_1,\ k_2) = 0.$$

Die einfache Rechnung ergibt:

$$C_n = \frac{C_{ag}}{k_1^2 \cdot k_2^2} \cdot \frac{1}{\frac{L_2}{M} - \frac{1}{C_2} \cdot \left[ \left( \frac{L_a}{M} - \frac{M}{L_2} \right) (C_{ag} + C_{ak}) - \left( \frac{1 - k_2^2}{k_1^2} + \frac{1 - k_1^2}{k_2^2} \cdot \frac{L_1}{L_2} \right) C_{ag} \right]} \tag{9}$$

$0 < k_{1,2} \leq 1$ sei das Verhältnis der von $L_{1,2}$ abgegriffenen Windungszahl zur Gesamtwindungszahl, bezogen auf die gemeinschaftliche Rückleitung. Dann verhalten sich die entsprechenden Klemmspannungen angenähert wie $k_{1,2}^2 : 1$.

Wir erhalten folgende 8 Gleichungen für die 8 Ströme

$$i_1,\ J_1,\ J_{ag},\ J_{ak},\ i_a,\ i_2,\ J_2,\ J_n:$$

$$\mathfrak{E}_e = j\,\omega\, L_1 \left(i_1 - (1 - k_1^2)\, J_n\right) + \frac{J_1}{j\,\omega\, C_1} \tag{1}$$

$$\frac{J_1}{j\,\omega\, C_1} = \frac{J_{ag}}{j\,\omega\, C_{ag}} + \frac{J_{ak}}{j\,\omega\, C_{ak}} \tag{2}$$

$$j\,\omega\, L_a\, i_a - j\,\omega\, M\,[k_2^2\, i_2 - (1 - k_2^2)\, J_2] = \frac{J_{ak}}{j\,\omega\, C_{ak}} \tag{3}$$

$$\left. \begin{aligned} -\frac{k_1^2 J_1}{j\,\omega\, C_1} + j\,\omega\, L_1\, k_1^2 (1 - k_1^2)\, J_n + \frac{J_n}{j\,\omega\, C_n} \\ + j\,\omega\, k_2^2\, L_2\, i_2 - i_a \cdot j\,\omega\, k_2^2\, M = 0 \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

$$j\,\omega\, M\, i_a = j\,\omega\, k_2^2\, L_2\, i_2 - j\,\omega\, L_2 (1 - k_2^2) J_2 - \frac{J_2}{j\,\omega\, C_2} \tag{5}$$

$$i_1 = J_n + J_1 + J_{ag} \tag{6}$$

$$J_{ag} = J_{ak} + i_a \tag{7}$$

$$J_n = J_2 + i_2 \tag{8}$$

Die Ohmschen Widerstände der Kreise sind hierin vernachlässigt, was um so mehr gestattet ist, als praktisch die Entkoppelung des Systems nur gerade bis zur Unterdrückung der Schwingneigung getrieben

2. Frequenzabhängigkeit der Entkoppelung.

Bezeichnen wir den Wert der eckigen Klammer abkürzend mit $\frac{B}{M}$ und $M : k_1^2 \cdot k_2^2 \cdot L_2$ mit $A$, so haben wir:

$$C_n = C_i \frac{A}{1 - B\,\omega^2} \tag{9a}$$

$C_n$ ist also eine Funktion der Betriebsfrequenz, und zwar gehört zu kurzen Wellen eine größere Entkoppelungskapazität als zu langen, d. h. es ist bei jeder Abstimmungsänderung ein Nachregulieren von $C_n$ im bezeichneten Sinne erforderlich.

Diesen Uebelstand kann man nun aber vermeiden, indem man $B = 0$ macht, was, wie aus Gleichung (10) hervorgeht, durch geeignete Wahl von $k_1$ und $k_2$, und nur dadurch, erreicht werden kann. Es muß also die folgende **Bedingung für Frequenzunabhängigkeit** erfüllt sein:

$$\left. \begin{aligned} B = 0 = \\ \left(1 + \frac{C_{ak}}{C_{ag}}\right) \sqrt{\frac{L_a}{L_2}} \left(\frac{1}{\varrho} - \varrho\right) - \left(\frac{1 - k_2^2}{k_1^2} + \frac{1 - k_1^2}{k_2^2} \cdot \frac{L_1}{L_2}\right) \end{aligned} \right\} \tag{10}$$

worin $\varrho^2 = \frac{M^2}{L_a \cdot L_2}$ der Kopplungskoeffizient von $L_a$ auf $L_2$ ist.

Man erkennt ferner, daß, um auch bei fester Kopplung, d. h. bei $\varrho \cong 1$, Frequenzunabhängigkeit erreichen zu können, unbedingt **beide** Schwingungskreisinduktivitäten $L_1$ und $L_2$ mit Anzapfungen zu ver-

Digitized by Google

sehen sind; denn ließen wir etwa $k_1 = 1$ und machen $k_2$ variabel, so finden wir für $\sigma$ die Bedingung:

$$\frac{1}{\varrho} - \varrho < \frac{1}{\sqrt{\frac{L_2}{L_a}}\left(1 + \frac{C_{ak}}{C_i}\right)}$$

d. h. im Gleichheitsfalle wäre schon $k_2 = 0$. Es ergibt sich eine obere Grenze $\varrho_{kr}$, oberhalb deren sich keine Frequenzunabhängigkeit mehr erreichen läßt.

An einem Empfänger wurde $\sqrt{\frac{L_a}{L_2}} = 0{,}49$ bestimmt, woraus sich $\varrho_{kr} = 0{,}41$ ergibt, während praktisch fast stets festere Kopplung vorliegt. Man muß also auch

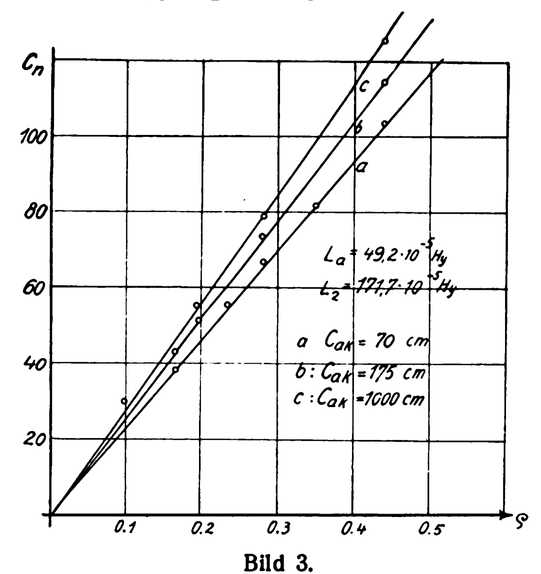



**Bild 3.**
**Neutralisationskapazität als Funktion der Übertragerkopplung. (Der Wert von $C_{ak}$ bei Kurve *b* beträgt 475 cm, nicht 175 cm.)**

$k_1 < 1$ wählen; praktisch ist meist $k_1 = k_2 (= k)$, dann kommt:

$$k^2 = \frac{1}{1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{L_a}{L_2}}\left(1 + \frac{C_{ak}}{C_i}\right)\left(\frac{1}{\varrho} - \varrho\right)}$$

wenn $L_1 = L_2$ ist.

Eine Ueberschlagsrechnung ergibt für $\varrho = 0{,}45$ und $C_{ak} < C_i$:

$$k^2 = \frac{n_2}{n_2 + n_a},$$

worin $n_{a,2}$ die Windungszahlen von $L_2$, $L_a$ sind.

Das kann als Anhaltspunkt für die Lage der Anzapfung dienen. Nebenbei gewähren diese Anzapfungen $k < 1$ noch den Vorteil, $C_n$ gegenüber $C_{ag}$ zu vergrößern; man findet ja:

$$C_n = \frac{C_{ag}}{k_1^2 k_2^2} \cdot \frac{M}{L_2},$$

kann also unbequem kleine $C_n$ dadurch vermeiden.

Setzen wir nun wieder $k_1 = k_2 = 1$, so erhalten wir aus den allgemeinen Gleichungen folgende Beziehungen:

$$C_n = C_i \cdot \frac{\varrho\sqrt{\frac{L_a}{L_2}}}{1 - \left(\frac{L_a}{L_2}\right)(1 - \varrho^2)\frac{C_i + C_{ak}}{C_2}} \quad \text{für } J_2 = 0 \qquad (11)$$

Bei induktivem Anschluß der nächsten Stufe erhält man aus der entsprechenden Bedingung $i_2 = 0$:

$$C_n = C_i \frac{\varrho\sqrt{\frac{L_a}{L_2}}}{1 - \left[\varrho\sqrt{\frac{L_a}{L_2}} \cdot C_i + \frac{L_a}{L_2}\left(C_i + C_{ak}\right)\right] \cdot \frac{1}{C_2}} \qquad (12)$$

B. Experimenteller Teil.

Die praktisch wichtigere obere Gleichung (11), die für direkten Anschluß des Detektors an die Klemmen von $C_2$ gilt, wurde nun einer experimentellen Nachprüfung unterworfen. Hierzu wurde $L_1$

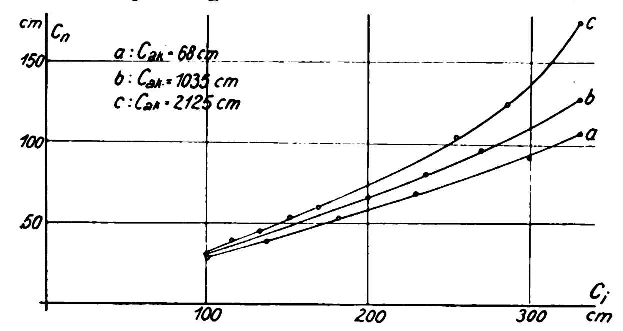



**Bild 4.**
**Abhängigkeit der Entkopplungskapazität von der inneren Röhrenkapazität.**

mit einer Erregerspule schwach gekoppelt, die im Speisestromkreis eines Summers lag, während an $C_2$ ein Seibt-Detektor mit Telephon gelegt wurde. $L_a$ und $L_2$ waren Korbbodenspulen und befanden sich parallel in einem Schlittengestell, an dem ihr Abstand nach einer Skala eingestellt werden konnte. Die

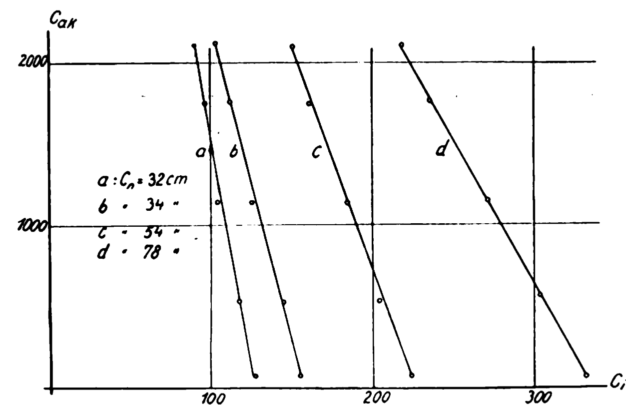



**Bild 5.**
**Zusammenhang zwischen den Aufbaukapazitäten $C_i$ und $C_{ak}$ bei vorgegebener Entkoppelungskapazität $C_n$.**

Bestimmung der Kapazitäten geschah mit der Kapazitätsmeßbrücke von Telefunken, die der Induktivitäten und Koppelungskoeffizienten ebenfalls mit der Brücke (Dolezalek).

1. $C_n = f(\varrho)$: Koppelungsabhängigkeit.

Bild 3 zeigt den theoretisch erwarteten praktisch linear ansteigenden Verlauf. Vergrößerung von $C_{ak}$ hat auch Vergrößerung von $C_n$ zur Folge.

Polte man $L_2$ oder $L_a$ um, so war keine Entkoppelung mehr möglich, da dann $\varrho$ mit $-\varrho$ vertauscht wurde. Der Fall, daß

$L_a(C_i + C_{ak}) > L_2 C_2$ ist — dann wäre ja auch beim Umpolen noch Neutralisation möglich — kommt praktisch nicht vor. Er bedeutet ja, daß die

Digitized by Google

Betriebsfrequenz größer sei als die Eigenfrequenz des aus der Anodenkreisinduktion und den inneren Röhrenkapazitäten gebildeten Schwingungskreises.

2. $C_n = f_{(Ci)}$. Bild 4 zeigt den für $\left(\frac{L_a}{L_2}\right)(1+\varrho^2) = 0{,}2$ zu erwartenden Verlauf. Der Einfluß von $C_{ak}$ ist deutlich.

3. $C_{ak} = f_{(Ci)}$ für $C_n = \text{const.}$

Man erwartet, daß $C_{ak}$ linear von $C_i$ abhängt gemäß: $C_{ak} = a_1 - C_i \left(\frac{a_2}{C_n} + 1\right)$, wo $a_1$ und $a_2$ Konstante sind.

Die Steilheit dieser Geraden muß mit wachsendem $C_n$ abnehmen. Dieser Zusammenhang ist gut bestätigt worden (s. Bild 5).

Zusammenfassung.

Es werden die Ohm-Kirchhoffschen Gleichungen für das Ersatzschema der Hazeltine-Schaltung angeschrieben und aus ihnen für den Fall der Resonanzabstimmung die Kriterien abgeleitet, die zum Verschwinden des Spulen- bzw. Kondensatorfeldes des Ausgangskreises notwendig sind. Die Frequenzabhängigkeit der sich aus beiden ergebenden Neutralisationskapazitäten wird gezeigt und als Mittel zu ihrer Beseitigung Anschluß des Entkoppelungszweiges an Anzapfungen der Kreisinduktivitäten erkannt. Schließlich wird die Beziehung zwischen der Entkoppelungskapazität und charakteristischen anderen Systemdaten für den Fall verschwindender Kondensatorspannung im Ausgangskreis einer experimentellen Prüfung unterworfen, wobei quantitativ Abweichungen bis zu 10% auftreten, während qualitativ völlige Uebereinstimmung besteht.

(Eingegangen am 3. August 1928.)

# Bemerkung zu dem Aufsatz von J. Fuchs: Das Verhalten kurzer Wellen in unmittelbarer Nähe des Senders.

Von **P. O. Pedersen,** Kopenhagen.

Zu der interessanten Mitteilung von Herrn J. Fuchs im November-Heft dieser Zeitschrift (Bd. **32**, S. 170, 1928) möchte ich bemerken: Die beobachtete Abhängigkeit der Feldstärke vom Beleuchtungsstand der Sonne in kleiner Entfernung vom Sender ist möglicherweise verursacht entweder (1) durch partielle Reflektion an Diskontinuitätsflächen besonders in der höheren, stark ionisierten Atmosphäre, oder (2) durch vom Erdboden hinter der Skipzone reflektierte Wellen. Beide Möglichkeiten sind erwähnt in meinem Buche: „Propagation of Radio Waves“, (Gad, Kopenhagen, 1927), die erstere auf Seite 66, 136, 139, 213 und 235, die letztere auf Seite 214.

(Eingegangen am 17. Dezember 1928.)

# Zusammenfassender Bericht. Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren.

Von **H. E. Hollmann.**

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.

**Fortsetzung.*)**

## II. Schwingungserzeugung durch Steuerung der Elektronenbewegung in Bremsfeldern.

### 1. Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz.

a) Die Pendelbewegung der Elektronen um das Gitter.

Der erste, welcher eine hochfrequente Schwingungserzeugung ohne ein äußeres Schwingungssystem erhielt und durch die endliche Bewegung von Elektrizitätsträgern zwischen den Röhrenelektroden erklärte, war Whiddington[20]). Er arbeitete mit einer gasgefüllten Röhre, deren Anode stark positiv war, während das Gitterpotential nur wenige Volt über der Kathode lag. Whiddington denkt sich, daß die im Gitter-Anodenraum durch Stoßionisation gebildeten Gasionen vom Heizfaden angezogen werden, mit großen Geschwindigkeiten auf denselben aufprallen und durch lokale Temperatursteigerung starke Emissionszentren schaffen. Auf diese Weise nimmt er eine periodische Elektronenemission an, welche von der Laufzeit der positiven Ionen abhängt; diese Zeit errechnet Whiddington für $H_g$ Ionen zu $6{,}6 \cdot 10^5$ Hertz pro Volt Gitterspannung, was einer Wellenlänge von 430 m entspricht. In guter Uebereinstimmung damit ergeben seine Messungen Frequenzen zwischen $7{,}0 \cdot 10^5$ und $4{,}0 \cdot 10^5$ Hertz. Für Wasserstoff errechnet er eine Frequenz von $1{,}0 \cdot 10^7$ Htz und für reine Elektronenbewegung $4{,}0 \cdot 10^8$ Htz oder eine Welle von 0,77 m. Experimentell hat

*) Teil I, ds. Ztschr. 33, S. 27, 1929, H. 1.

Digitized by Google

Whiddington die letzten Verhältnisse jedoch nicht realisiert.

Dagegen gelang es Barkhausen und Kurz[21]), durch besondere Gestaltung der Feldverteilung im Innern der Röhre reine Elektronenschwingungen zu erhalten, wobei gerade die den Frequenzbereich der Rückkopplung abgrenzende Verweilzeit der Elektronen in den Zwischenelektrodenräumen die Schwingungsfrequenz bestimmt. Im Gegensatz zu der üblichen Betriebsweise der Dreielektrodenröhre legen Barkhausen und Kurz an das Gitter eine hohe positive Spannung, während die Anode ein weit geringeres oder sogar negatives Potential erhält. Infolge der veränderten Feldverteilung findet dann eine Pendelbewegung der vom Heizfaden emittierten Elektronen um das Gitter statt, indem die mit hohen Geschwindigkeiten durch die Gittermaschen hindurchfliegenden Elektronen im Bremsfeld der Anode umgekehrt und zum Gitter zurückgetrieben werden; sie durchfliegen dasselbe ein zweites Mal, worauf sich der Vorgang im Gitter-Kathoderaum wiederholt. Damit die Pendelbewegung der Elektronen nach außen wirksam wird, ist allerdings die Annahme erforderlich, daß die Bewegung der Elektronen „in einer gewissen Ordnung" erfolgt, d. h. daß die Mehrzahl synchron und konphas schwingt; als Ursache geben Barkhausen und Kurz eine gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Elektronen an. Nach Ettenreich[22]) kann man sich die Röhre daher vorstellen als ein „Riesenatom, dessen Elektronen phasengeordnete Bahnen beschreiben".

Eine Bestätigung der Theorie von Barkhausen und Kurz ergibt sich daraus, daß die Wellenlänge der Elektronenschwingungen nur von den Dimensionen der Röhre und den Betriebsbedingungen, d. h. den angelegten Spannungen bestimmt, durch ein angekoppeltes Schwingungssystem hingegen nicht merklich beeinflußt wird. Unter der vereinfachenden Annahme ebener Elektroden und gleicher Elektrodenabstände sowie unter Vernachlässigung der Raumladung geben Barkhausen und Kurz folgende Formel zur Berechnung der Wellenlänge an:

$$\lambda = \frac{1000 \cdot d_a}{\sqrt{E_g}}$$

worin $E_g$ die Gitterspannung in Volt und $d_a$ den Anodendurchmesser bedeutet[1]), während ihr Potential gleich dem der Kathode ist. Ist dagegen das Anodenpotential negativ, so gilt:

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{E_g}} \cdot \frac{d_a \cdot E_g - d_g \cdot E_a}{E_g - E_a}$$

Darin bedeutet: $d_g$ den Gitterdurchmesser[1]) und $E_a$ das Anodenpotential.

In Bild 8 sind einige, einer Tabelle von Barkhausen und Kurz entnommene Angaben in Kurvenform zusammengestellt, und zwar zeigen sie die Wellenlänge als Funktion der Anodenspannung für ein konstantes Gitterpotential. Die ausgezogene Kurve gibt die an einer Schottschen „*M*"-Röhre mit einem Anodendurchmesser von 3,1 cm und einem Gitterdurchmesser von 0,7 cm gemessenen, die gestrichelte Kurve die nach obiger Formel errechnete Welle wieder. Ersichtlich fallen die theoretischen Werte etwas zu groß aus, was den vorausgesetzten Vereinfachungen zufolge nicht Wunder nimmt, doch wird der Verlauf der Wellenlänge durch die Theorie gut

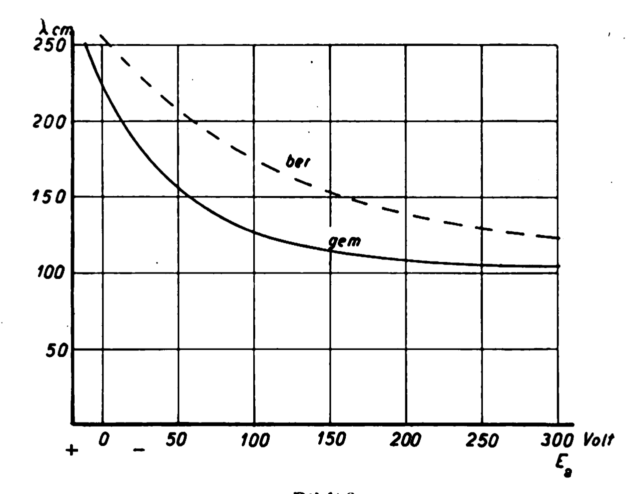



Bild 8.
Wellenlänge der Barkhausen-Kurz-Schwingungen als Funktion der Anodenspannung.

wiedergegeben. Außerdem fanden Barkhausen und Kurz eine starke Abhängigkeit der Wellenlänge von dem Heiz- bzw. Emissionsstrom, die ihre Theorie nicht zu erklären vermag; so schwankte die Welle zwischen 214 und 131 cm bei einer Verstärkung des Heizstromes von 0,80 auf 1.15 Amp., während nach

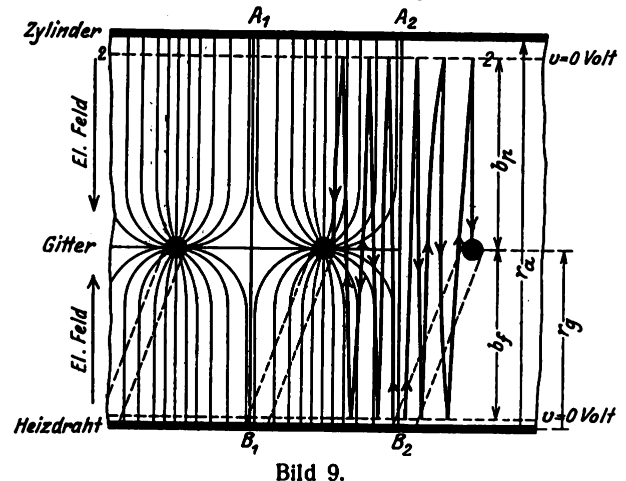



Bild 9.
Elektrisches Feld und Laufbahnen zweier Elektronen im Innern einer Röhre mit negativer Anodenspannung.

der Theorie eine konstante Welle von 270 cm zu erwarten war. Als kürzeste Welle erhielten Barkhausen und Kurz mit einer Schottschen „*K*"-Röhre 43 cm, doch glaubten sie, lediglich durch Verkleinern des Anodendurchmessers und Erhöhung der Gitterspannung bis auf 10 cm herunterkommen zu können.

Charakteristisch für den Einsatz der Elektronenschwingungen ist der trotz negativer Anode auftretende Anodenstrom, welcher der Spannung $E_a$ entgegen fließt, die Anodenbatterie also auflädt. Eine genaue Erklärung für diesen Strom geben Barkhausen und Kurz nicht, sie schließen jedoch daraus, daß sich derselbe noch bei einer Anoden-

[1]) Anm.: Die Bezeichnung „Durchmesser" ist unter der Voraussetzung ebener Elektroden nur in übertragenem Sinne zu verstehen; gemeint ist der Abstand der zu beiden Seiten der Kathode gedachten flachen Gitter bezw. Anoden.

Digitized by Google

spannung von — 100 Volt nachweisen ließ, daß „die Amplituden der die Schwingungen bildenden Wechselspannungen“ denselben Betrag erreichen müssen, worauf später noch weiter einzugehen sein wird.

Ohne Kenntnis der Arbeiten von Barkhausen und Kurz fand Zilitinkewitsch[23]) in normalen Dreielektrodenröhren auf Grund des „Resonanzcharakters“ ihrer Stromspannungskurven Schwingungen, ohne daß ein Schwingungssystem vorhanden war. In einem mit Gitter oder Anode in Verbindung stehenden geraden Leiter erhielt er stehende Wellen, deren Länge ausschließlich durch die Elektrodenspannungen gegeben war. In Uebereinstimmung mit Barkhausen-Kurz erklärt Zilitinkewitsch die Schwingungen ebenfalls mit einer Pendelbewegung der Elektronen um das Gitter, wie es das seiner Arbeit entnommene Bild 9 veranschaulicht. Dort sind die elektrischen Felder zwischen den Elektroden bei schwach negativer Anode und die Laufbahnen zweier Elektronen dargestellt, die dreimal zwischen dem Heizfaden und der Potentialnullfläche vor der Anode hin und herfliegen, ehe sie auf das Gitter aufprallen.

Zilitinkewitsch berechnet die Wellenlänge ebenso wie Barkhausen-Kurz aus der Elektronenlaufzeit und gelangt zu folgender Formel:

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{V_g}}\left(\frac{\delta_f}{a_1} + \frac{\delta_p}{a_2}\right)$$

darin bedeutet:

$V_g$ das Gitterpotential,

$\delta_f$ den Abstand zwischen Faden und Gitterfläche $= (r_g - r_f)$

$\delta_p$ den Abstand zwischen Gitter und Anode $= (r_a - r_g.)$

Für den Fall, daß das Anodenpotential von Null abweicht, ist $\delta_p$ der Abstand zwischen Gitter und Potentialnullfläche, der sich ergibt zu:

$$\delta_p = (r_a - r_g)\cdot\frac{V_g}{|V_a| + V_g}$$

worin $V_a$ die Anodenspannung bedeutet.

$a_1$ und $a_2$ sind Proportionalitätsfaktoren, welche die zylindrische Form der Röhrenelektroden berücksichtigen.

Zilitinkewitsch erhielt mit einer französischen Verstärkerröhre Wellen von 40 cm Länge, während seine Rechnung 48 cm ergab; in einem anderen Fall maß er 70 cm und errechnete 71,6 cm.

Auch Zilitinkewitsch beobachtet den Schwingungseinsatz am plötzlichen Auftreten eines, der Anodenspannung $V_a$ entgegen fließenden Stromes und nimmt an, daß die regelmäßig um das Gitter sich bewegenden Elektronenmassen an den Elektroden Wechselspannungen induzieren, welche einmal den Schwingungszustand der Röhre regeln sollen, zum anderen in den Außenleitungen stehende Wellen hervorrufen.

Scheibe[24]) dehnte die theoretischen Betrachtungen von Barkhausen und Kurz auf den praktisch vorliegenden Fall zylindrischer Elektroden aus und fand folgende Formel zur Berechnung der Wellenlänge aus den Röhrendimensionen und Betriebsbedingungen:

$$\lambda = \frac{4\cdot c\cdot r_1}{\sqrt{2\frac{e}{m}E_g 10^8}}\left(f\sqrt{ln\frac{r_1}{r_0}} + g\sqrt{\frac{E_g}{E_g - E_a}}\, ln\frac{r_2}{r_1}\right)$$

Darin bedeutet:

$r_0$ den Radius des Heizfadens,

$r_1$ den Radius des Gitters,

$r_2$ den der Anode,

$E_g$ die Gitter- und

$E_a$ die Anodenspannung,

$c$ die Lichtgeschwindigkeit.

Zur Ermittelung der Funktionen $f(x)$ und $g(x)$ sei auf das in der Originalarbeit angegebene Kurven- und Tabellenmaterial hingewiesen.

Eine beträchtliche Steigerung der Schwingungsintensität erzielte Scheibe durch einen Resonanzkreis, indem er, dem Bild 3b entsprechend, an Gitter und Anode zwei parallel laufende und durch eine Brücke verbundene Drähte anschloß. Nach den Beobachtungen von Scheibe ist dieses Schwingungssystem in Uebereinstimmung mit der Theorie ohne Einfluß auf die Wellenlänge, sondern es steigert lediglich die Schwingungsintensität. Sowohl beim Verschieben der Abstimmbrücke, als auch beim Variieren der Elektrodenspannungen, also bei einer Aenderung der erregenden Elektronenfrequenz, erhielt Scheibe regelmäßige Resonanzkurven.

Was die Schwingungsbereiche angeht, so findet Scheibe Elektronenschwingungen zwischen einem Anodenpotential Null und mehr oder weniger hohen negativen Werten, ohne daß seine Theorie über diese Begrenzung der Schwingungsbereiche irgendwelche Aussagen zuläßt. Es ergibt sich daraus die Unmöglichkeit, lediglich durch sehr hohe Elektrodenspannungen beliebig kurze Wellen zu erzeugen; als kleinste Welle erhielt Scheibe mit einer Schottschen „K“-Röhre bei stärkster Belastung 24 cm.

Die Elektronenschwingungen von Barkhausen und Kurz sind zu zahlreichen Arbeiten im Bereich kurzer Wellen herangezogen worden, sei es zur Untersuchung der Ausbreitungsvorgänge und der Richtfähigkeit elektrischer Wellen [Bergmann[25]); Cl. Schaefer und J. Merzkirch[26]); Cl. Schaefer und K. Wilmsen[27]); Schriever[28])]; sei es auf rein physikalischem Gebiet zur Untersuchung der Absorption und Dispersion elektrischer Wellen [Romanoff[29]); Bock[30]); Heim[31])]. Bei allen diesen Arbeiten wird im Wesentlichen die Vorstellung von Barkhausen und Kurz, wonach die Periode der Welle nur von der Zeit abhängt, die die Elektronen bei ihrer Pendelbewegung um das Gitter brauchen, beibehalten. Erst in neuerer Zeit, seitdem sich die Mitteilungen über Unregelmäßigkeiten in der Schwingungserzeugung, wie sie mit der Theorie von Barkhausen und Kurz nicht in Einklang zu bringen sind, häufen, ist der Bewegungsmechanismus der Elektronen zum Gegenstand eingehender theoretischer Untersuchungen geworden. Bevor diese jedoch besprochen werden können ist auf einige für die Vorstellung vom Mechanismus der Barkhausen-Kurz-Schwingungen bedeutungsvolle experimentelle Beobachtung näher einzugehen.

### b) Abhängigkeit der Elektronenschwingungen vom Gasdruck.

Nach der Theorie ist ein Einfluß des Gasdruckes im Inneren der Röhre zunächst nicht zu erwarten, wenn es sich um reine Elektronenschwingungen im Sinne von Barkhausen und Kurz und nicht etwa um die Bewegung von Gasionen handelt, wie


Digitized by Google

sie Whiddington fand; demgegenüber zeigt jedoch das Experiment, daß auch bei reinen Elektronenschwingungen eine Einwirkung der in der Röhre vorhandenen Restgase stattfindet. Schon Scheibe (l. c.) deutet an, daß die starke Abhängigkeit der Wellenlänge vom Heizstrom, wie sie Barkhausen und Kurz angeben, nur bei abgeschmolzenen Röhren vorhanden ist. Bei Röhren, die hingegen noch mit der Pumpanordnung in Verbindung stehen, und deren Vakuum unter $10^{-5}$ mm Hg gehalten wird, stellte Scheibe nur eine ganz geringe Beeinflussung der Frequenz durch den Heiz- oder Emissionsstrom fest.

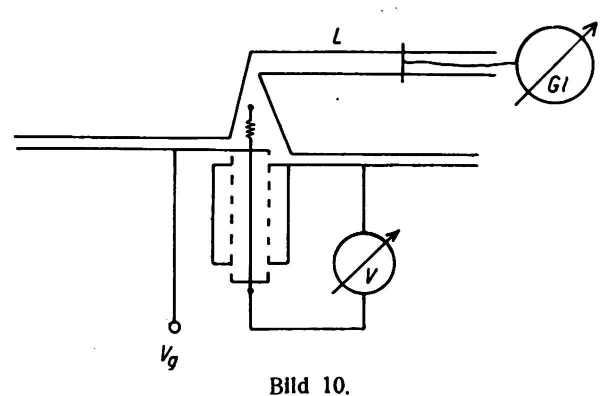



Bild 10.
Versuchsanordnung von Nettleton.

Nettleton[32]) benutzte eine Versuchsanordnung, wie sie das Bild 10 schematisch zeigt. Gitter und Anode einer zylindrischen Röhre sind mit kurzen Linearantennen verbunden, mit denen zur Wellenmessung ein Lechersystem $L$ gekoppelt ist. Zur Messung der Schwingungsenergie dient neben dem Thermogalvanometer $Gl$ das Voltmeter $V$, welches die Spannung der Anode angibt. Nettleton findet

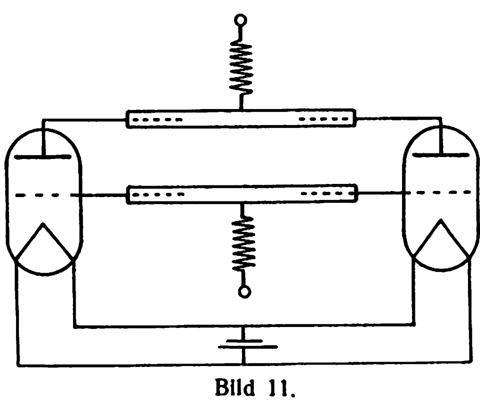


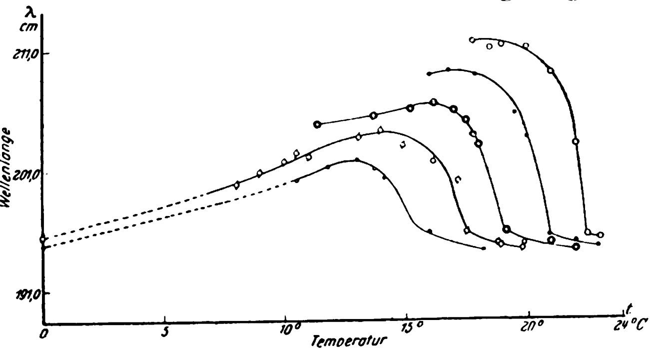
Bild 11.
Zweiröhrengenerator von Grechowa.

Elektronenschwingungen nur bei einem Druck über $5 \cdot 10^{-5}$ mm Hg. Seine experimentellen Kurven weisen ein Energiemaximum bei einem Druck von $10^{-3}$ mm Hg auf, wobei außerdem die Art der Gasfüllung eine Rolle spielt. Er schließt daraus, daß eine Spur von Gas für die Elektronenschwingungen unerläßlich ist.

Pierret[33]) stellte durch Kopplung zweier Röhren Barkhausen-Kurz-Schwingungen her, deren Intensität größer war, als das Doppelte jeder einzelnen Röhre und fand dabei, daß die Schwingungen nicht sogleich nach dem Einschalten, sondern erst geraume Zeit später einsetzten; er führt dies Verhalten auf durch Erwärmung der Röhre freiwerdende Gasreste zurück.

Grechowa[34]) untersuchte die Schaltung von Bild 11, bei der zwei Röhren durch ein veränderliches Paralleldrahtsystem miteinander verbunden sind. Beide Röhren standen mit einer Pumpanordnung in Verbindung; der Gasdruck wurde mittels eines Ionisationsmanometers gemessen. Grechowa konnte in einem Druckbereich von $10^{-4}$ bis $5 \cdot 10^{-8}$ mm Hg keine Aenderung der Frequenz nachweisen, während die Schwingungsintensität von $3 \cdot 10^{-4}$ bis $10^{-3}$ mm Hg stark abnahm, so daß in diesem Bereich der Schwingungsprozeß von Ionen beeinflußt zu werden scheint.

Eingehendere Untersuchungen über die Einwirkung des Gasgehaltes stellte Kapzov[35]) an. Er arbeitete mit abgeschmolzenen und sorgfältig entgasten Röhren und variierte den Dampfdruck in denselben durch Aenderung der Temperatur der Röhrenwandung. Die Schwingungsintensität beobachtete er am Auftreten des „negativen" Anodenstromes. Kapzov stellte eine beträchtliche Verlagerung der




Röhre Nr. 24, Schaltung 1, $Q_a = 18.9$ cm, $Q_g = 0$, $J_e = 11{,}9$ mA.
∘ $E_g = 22$ V, ◻ $E_g = 21$ V, ◎ $E_g = 20$ V, • $E_g = 19$ V, ∘ $E_g = 18$ V

Bild 12.
Wellenlängen bei verschiedenem Gasdruck nach Kapzov.

Schwingbereiche mit einer Aenderung des Dampfdruckes fest und ebenso eine Aenderung der Wellenlänge. Als charakteristisches Beispiel seiner Ergebnisse sei das Bild 12 angeführt, welches für verschiedene Gitterspannungen die Wellenlänge als Funktion der Wandtemperatur angibt. Kapzov fand Barkhausen-Kurz-Schwingungen in einem Druckbereich von $3 \cdot 10^{-4}$ bis $3 \cdot 10^{-3}$ mm Hg und bis herab zu 15 Volt Gitterspannung. Im Gegensatz zu Barkhausen und Kurz arbeitet er also unterhalb des Sättigungsstromes.

Bei Vorhandensein von Hg-Dampf findet Kapzov eine kleinere Welle, als die Formel von Scheibe ergibt und erklärt diese Einwirkung des Gases durch Ionen, die größtenteils in unmittelbarer Nähe des Gitters gebildet werden, weil dort die Elektronengeschwindigkeit am größten ist. In der Umgebung des Gitters bildet sich somit eine positive Raumladung, welche die Potentialverteilung zwischen den Elektroden beeinflußt und damit eine Einwirkung auf die Elektronenfrequenz gewinnt.

c) Einfluß der Raumladung.

Schon Barkhausen und Kurz (l. c.) weisen darauf hin, daß die Raumladung im Schwingungszustand der Röhre vergrößert wird, weil sich die Zahl der im Gitter-Kathoderaum befindlichen Elektronen um die durch das Gitter zurückfliegenden vermehrt, und weil die Elektronen infolge ihrer Pendelbewegung längere Zeit zwischen den Elektroden ver-

Digitized by Google

weilen. Experimentell weisen sie die erhöhte Raumladung vor der Kathode nach durch die Verflachung der Gitterstromcharakteristik, die eintritt, wenn die Anodenspannung von solchen positiven Werten, bei denen noch keine Schwingungen auftreten, nach negativen Werten in den Bereich der Elektronenschwingungen geändert wird.

Eine ähnliche Erscheinung beobachtete v. d. P o l[36]). In dem Bilde 13 ist eine von ihm aufgenommene Kurvenschar wiedergegeben, und zwar zeigt dieselbe den Emissionsstrom $i_a + i_g$ als Funktion der Anodenspannung $V_a$ für verschiedene Gitterspannungen $V_g$

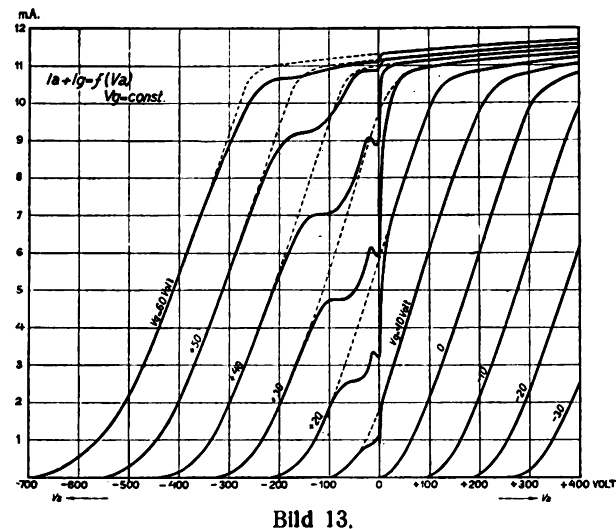



Bild 13.
Erhöhung der Raumladung im Schwingungsbereich nach v. d. P o l.

In dem Bereich $V_a = -4{,}6\ V_g$ bis $V_a = V_g$ ist deutlich das Absinken des Emissionsstromes unter den gestrichelt angedeuteten Kurvenverlauf, wie er nach dem Bereich $V_g = 0$ zu erwarten ist, zu ersehen. Dieser Bereich deckt sich mit dem Gebiet, in dem Elektronenschwingungen auftreten. V. d. P o l vermutet, daß im Schwingungszustand der Emissionsstrom von einer pulsierenden Raumladungswolke geregelt wird, eine Auffassung, die auch von T a n k[37]) vertreten wird. Außerdem findet v. d. P o l ein periodisches Auftreten von Elektronenschwingungen[38]) mit zunehmender Gitterspannung und gibt als Ursache Labilitäten der Raumladung an. Experimentell wird seine Anschauung erhärtet durch das Auftreten von Hysteresisschleifen bei der Aufnahme von Röhrenkennlinien, die auf eine verschiedene Verteilung der Raumladung schließen lassen. V. d. P o l ist der Anschauung, daß Schwingungen nur in Gebieten auftreten können, welche durch Raumladungen gestört sind. Sobald indessen, wie bei B a r k h a u s e n - K u r z - Schwingungen, im Sättigungsbereich gearbeitet wird, ist diese Anschauung natürlich hinfällig.

Aehnliche labile Verteilungszustände der Raumladung und ähnliche Hysteresisschleifen hat G i l l[39]) gefunden. Er untersuchte die Beziehung zwischen dem Anoden- und dem gesamten Emissionsstrom und fand einen Kurvenverlauf, wie ihn das Bild 14 wiedergibt. G i l l erklärt das plötzliche Absinken bzw. Ansteigen des Anodenstromes aus der durch die Raumladung verzerrten Potentialverteilung zwischen Gitter und Anode, wodurch ein Teil der durchs Gitter hindurchtretenden Elektronen zur Umkehr gezwungen wird, bevor er die positive Anode erreicht hat. Die von G i l l theoretisch abgeleitete Kurve stimmt in ihrem Verlauf mit den experimentellen Kurven überein.

Die Vorstellungen K a p z o v ' s (l. c. 35) von einer positiven, durch Gasionen verursachten Raumladung in unmittelbarer Nähe des Gitters wurde bereits erwähnt; K a p z o v berücksichtigt jedoch andererseits auch die negative Raumladung in der Umgebung des Glühfadens. Er gibt an, daß durch die negative Raumladung der Durchmesser des Glühfadens scheinbar vergrößert wird, und daß daher die Elektronen nicht bis unmittelbar an die Fadenoberfläche, sondern nur bis zum Potentialminimumzylinder hinfliegen. Dies kann in der Formel von S c h e i b e berücksichtigt werden, indem statt des Glühfadenradius der Radius des Potentialnullzylinders eingesetzt wird. Die von K a p z o v beobachteten Erscheinungen, wie z. B. die in dem Bilde 12 angegebene Abhängigkeit der Wellenlänge von dem in der Röhre herrschenden Gasdruck, werden von K a p z o v auf Grund der Theorie von S c h e i b e und der Wirkung sowohl der positiven wie der negativen Raumladung erklärt.

K a p z o v und G w o s d o w e r[40]) geben eine mathematische Behandlung der Raumladung an, insbesondere ihres Einflusses auf die Elektronenfrequenz und gelangen zu einer Korrektur der S c h e i b e schen Formel. Außerdem berücksichtigen sie die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus dem Glühdraht. Bei der rechnerischen Behandlung des Problems sind sie allerdings auf Schätzungen angewiesen, erzielen jedoch eine größere Annäherung an die experimentellen Werte, als die Formel von S c h e i b e ergibt,

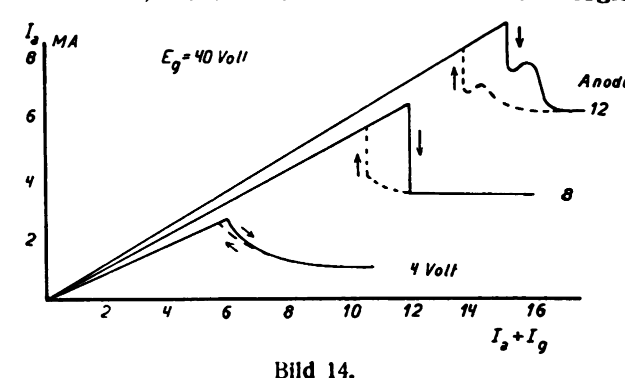



Bild 14.
Labilitäten der Raumladung nach G i l l.

und zwar nach längeren Wellen hin. Sie betonen jedoch, daß die negative Raumladung die Wellenlänge nicht unbedingt zu verlängern braucht, indem sie die Elektronengeschwindigkeit vermindert, sondern daß die Laufzeit der Elektronen auch verkürzt werden kann, dadurch, daß die Potentialnullfläche vor der Anode näher an das Gitter herangerückt wird.

d) Der Einfluß eines angekoppelten Schwingungskreises.

Vergleicht man die Versuchsanordnungen der verschiedenen Autoren miteinander, so findet man, daß sie in ihrem elektrischen Aufbau, von wenigen Ausnahmen abgesehen, vollkommen identisch sind: Sie lassen sich alle auf das Schema des Bildes 3a und b zurückführen. Diese Anordnung ist also unter den verschiedensten Umständen geeignet, Schwingungen zu erregen, mag es sich um Rückkopplung, um Elektronenschwingungen oder um eine Strombahn mit fallender Charakteristik — einen negativen Widerstand — handeln. Ist im Bereich niedriger Frequenzen

Digitized by Google

eine Trennung der einzelnen Erregungsbereiche durch passende Wahl der Betriebsbedingungen ohne weiteres möglich, so treten im Bereich hoher Frequenzen dadurch, daß die Eigenwelle des Schwingungssystems in den Wellenbereich der Elektronenschwingungen fällt, erhebliche Komplikationen auf.

Daß, im Gegensatz zu der Theorie von Barkhausen und Kurz und den Beobachtungen von Scheibe, eine Beeinflussung der Elektronenfrequenz durch ein äußeres Schwingungssystem stattfindet, ist von zahlreichen Forschern angegeben worden. Bereits, wenn zwei kurze Drähte als Antennen mit Gitter und Anode verbunden sind, wie es der bereits besprochenen Anordnung von Nettleton (vgl. das Bild 10) entspricht, ist eine Beeinflussung der Wellenlänge selbst sowie ihrer Abhängigkeit von den maßgebenden Faktoren beobachtet worden [Bock[1c30]); Schaefer und Merzkirch [1c26]); Kapzov[1c35]); Wechsung[41])]. Wurde mit solchen Antennen ein Lechersystem gekoppelt, so konnte daran, daß die Resonanzmaxima nicht festlagen, sondern beim Verschieben der Brücke „mitgeschleift" wurden, noch ein Einfluß auf die Wellenlänge nachgewiesen werden [Schriever[1c28])]. Liegt dem Bild 3 u. 4 entsprechend, unmittelbar an den Röhrenelektroden ein geschlossenes Schwingungssystem, so ist die Beeinflussung der Elektronenschwingungen naturgemäß am stärksten.

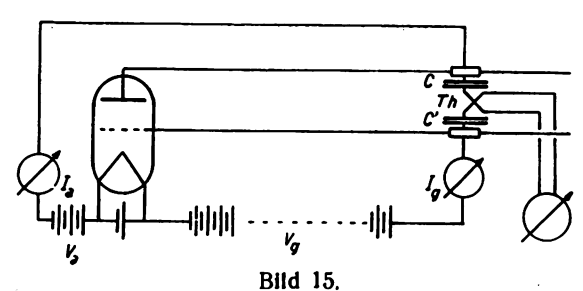



Bild 15.
Anordnung von Gill und Morrell.

Gill und Morell[42]) wiederholten die Versuche von Barkhausen-Kurz, und schlossen ebenfalls ein veränderliches Abstimmsystem an die Röhre an, wie es das Bild 15 schematisch darstellt. Zur Messung der Schwingungsenergie ist ein Thermoelement *Th* in die Brücke eingebaut und durch 2 Blockkondensatoren $C$ und $C'$ gegen die Elektrodenpotentiale abgeriegelt. Die Wellenlänge wurde mittels eines getrennten Lechersystem gemessen. Im Gegensatz zu Barkhausen und Kurz fanden Gill und Morrell, daß die Frequenz ihres Oszillators nicht nur von den Betriebsbedingungen und Röhrenabmessungen, sondern in starkem Maße von der Abstimmung des Schwingungssystems abhing, und sie geben der Meinung Ausdruck, daß die Schwingungsursache keinesfalls in den Elektronen allein zu suchen ist, sondern daß irgendein schwingungsfähiges System unerläßlich sei. Ein solches braucht nicht in Gestalt eines besonderen Schwingungskreises vorhanden zu sein, vielmehr können auch die Batteriezuleitungen und die Elektroden selbst unabhängige Schwingungssysteme bilden.

Bei stetiger Steigerung der Gitterspannungen erhielten Gill und Morrell periodische Intensitätsmaxima, deren Wellenlänge entsprechend den freien Schwingungen des Paralleldrahtsystems abnahm, wie es aus dem Bilde 16 hervorgeht. Für zusammengehörige Werte von $V_g$, der Gitterspannung und $\lambda$ fanden sie das Gesetz $\lambda^2 \cdot V_g = \text{const.}$ bestätigt; nur bei geringen Gitterspannungen, gegenüber denen das Spannungsgefälle des Heizfadens nicht mehr zu vernachlässigen war, traten Abweichungen auf. Außerdem variierten sie das Anodenpotential von negativen nach positiven Werten hin und konnten jeweils durch Einregulieren der Gitterspannung und Heizung ein Maximum an Schwingungsenergie einstellen. Sie behandelten die Vorgänge zunächst beim Anodenpotential Null und stellten eine Theorie auf, welche von der Voraussetzung einer Wechselspannung zwischen Gitter und Anode, und zwar hervorgerufen durch das äußere Schwingungssystem, ausgeht. Um festzustellen, ob Schwingungen auftreten, stellen sie die Energiebilanz auf für alle Elektronen, die dem Wechselfeld zwischen den Elektroden während einer Periode unterliegen. Für alle Frequenzwerte, die einer positiven Leistung entsprechen, sind Schwingungen unmöglich; von denen, die eine negative Leistung ergeben, erregt die Frequenz am leichtesten, deren Leistung ein Maximum aufweist.

Später arbeiten Gill und Morrell[43]) mit einer positiven Anode und finden, daß in diesem Fall ein durch Sekundärelektronen hervorgerufener negativer Widerstand die Ursache für die Erregung des Abstimmsystems in seiner Eigenwelle ist.

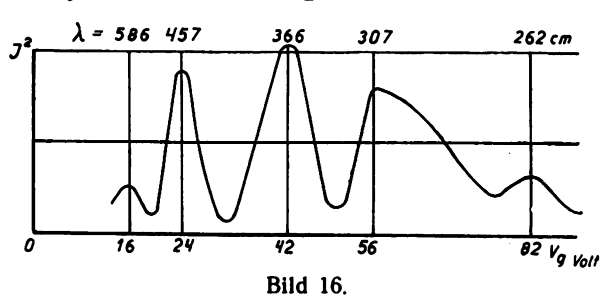



Bild 16.
Schwingungsbereiche nach Gill und Morrell.

Die Vorstellungen von Gill und Morrell haben eine weitere Ausbildung erfahren durch die Theorie von Sahanek[44]), die nicht nur die Abhängigkeit der Wellenlänge von den einzelnen Faktoren, sondern auch die Bedingungen für den Schwingungseinsatz genauer feststellt. Sahanek findet, daß, wenn auch die statische Charakteristik einer Dreielektrodenröhre eine steigende ist, die dynamische in einem bestimmten Frequenzbereich fallend werden kann, und daß ferner Schwingungen nur in Röhren auftreten, deren Gitter- und Anodenradien $r_g$ und $r_a$ der Beziehung:

$$2{,}0 < \frac{r_a}{r_g} < 5{,}0$$

genügen, wobei jedoch zu beachten ist, daß durch die Raumladungen der scheinbare Durchmesser der Elektroden geändert werden kann, wie es schon früher angedeutet wurde [Kapzow[1c35])].

Sahanek arbeitete mit Empfängerröhren, die obiger Bedingung genügten; das Gitter erhielt eine positive Spannung, die Anode war über einen Widerstand von etwa 100000 Ohm mit dem Gitter verbunden und lud sich auf ein negatives Potential auf. An Gitter und Anode einerseits und an Gitter und Kathode andererseits war ein kleiner Schwingungs-

Digitized by Google

kreis mit veränderlichem Plattenkondensator angeschlossen. S a h a n e k konnte durch Verstimmen des Anodenkreises die Wellenlänge in dem Bereich von 90 und 113 cm variieren, während der Kathodenkreis nur auf die Schwingungsenergie einen Einfluß ausübte.

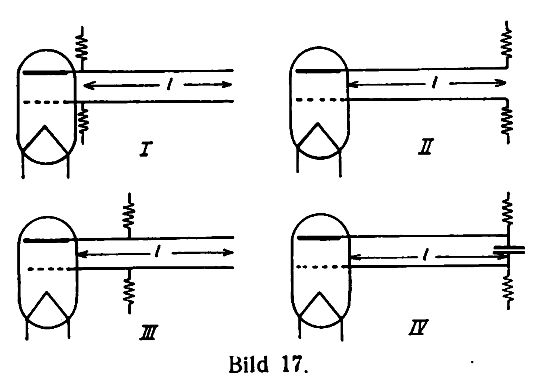



Bild 17.
Verschiedene Oszillatorschaltungen von K a p z o v.

K a p z o v[lc35]) vergleicht die verschiedenen im Bild 17 dargestellten Oszillatorschaltungen untereinander; wobei die Schaltung IV völlig der von S c h e i b e, G i l l und M o r r e l l u. a. benutzten Anordnung entspricht. Er beobachtet in den einzelnen

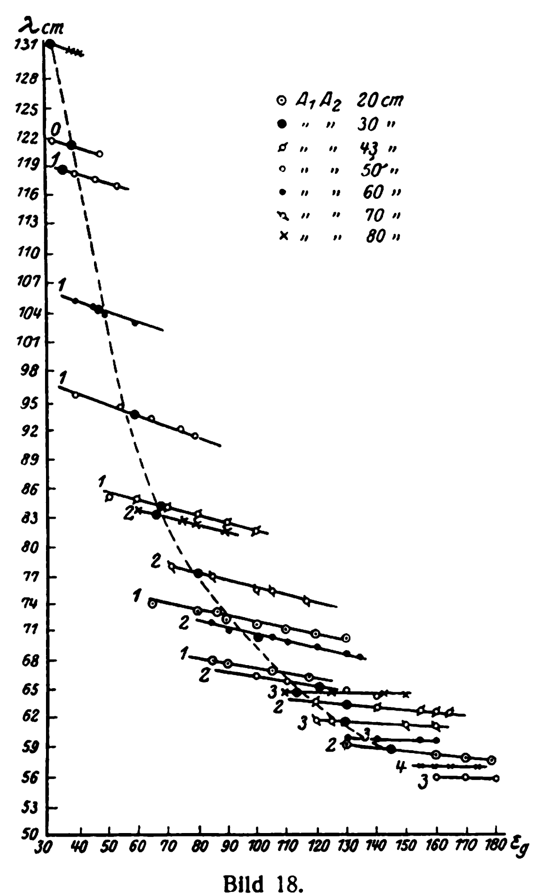



Bild 18.
Schwingungsbereiche nach G r e c h o w a.

Fällen eine verschiedene Beeinflussung der Frequenz durch die Länge $l$ der Abstimmdrähte derart, daß diese Abhängigkeit in Schaltung I nur gering, in Schaltung IV dagegen am stärksten war; hier fand K a p z o v indessen die Angaben von G i l l und M o r r e l l, daß die Wellenlänge unabhängig von der Gitterspannung sei, nicht bestätigt.

Auch G r e c h o w a[lc34]) stellte fest, daß der Anodenkreis ihres Zweiröhrengenerators die Wellenlänge stark beeinflußte; so konnte sie durch Verlängerung der Anodendrähte von 10 auf 45 cm die Wellenlänge von 50 auf 85 cm vergrößern. Der Gitterkreis beeinflußte die Wellenlänge nicht, doch trat das Maximum der Schwingungsenergie bei Resonanz zwischen Gitter- und Anodenkreis auf.

In einer späteren Arbeit untersuchte G r e c h o w a[45]) die Schwingungsbereiche und Wellenlängen als Funktion der Gitterspannung, indem sie dem äußeren Kreis verschiedene Abstimmungen gab. Das Ergebnis ihrer Messungen zeigt Bild 18. Dieses läßt jeweils verschiedene Schwingungsbereiche erkennen, deren Wellenlängen den Oberschwingungen des Hochfrequenzsystems angenähert entsprechen. Die durch die Punkte maximaler Schwingungsenergie in den einzelnen Bereichen gezogene, gestrichelte Kurve erfüllt

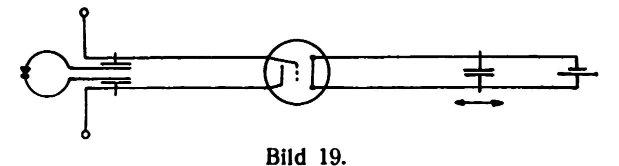


Bild 19.
Oszillator von T a n k und S c h i l t k n e c h t.

die Bedingung $\lambda^2 \cdot V = \text{const.}$ G r e c h o w a stellte die gleichen Untersuchungen auch mit einer einzigen Röhre an, ohne daß sich Abweichungen von ihrem Zweiröhrenoszillator ergaben.

T a n k und S c h i l t k n e c h t[46]) benutzten die im Bild 19 dargestellte Anordnung, in der sowohl Gitter und Anode, als auch die Kathode mit je einem abstimmbaren Paralleldrahtsystem verbunden waren. Sie beobachteten ein periodisches Auftreten von

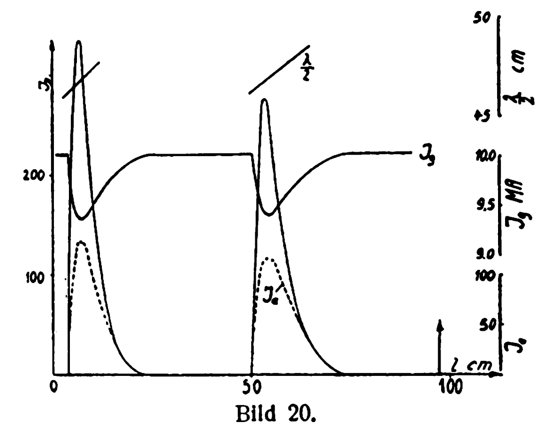



Bild 20.
Schwingungsbereiche nach T a n k und S c h i l t k n e c h t. $J_D$ = Detektorstrom im Gitterkreis, $l$ = Brückenstellung im Gitterkreis. Röhre Philips DH $E_a = 0$, $E_g = 40$ Volt, Sättigungsstrom 10.0 MA. $J_a$: 1 Skalenteil = 0.00224 mA.

Schwingungsbereichen, deren Frequenz sich linear mit der Länge des Abstimmsystems änderte, während der Frequenzbereich selbst immer derselbe bleibt. Als Beispiel ihrer Beobachtungen sei das Bild 20 angeführt, das neben der Wellenlänge $\lambda$ auch den Anodenstrom $I_a$ sowie den Gitterstrom $I_g$ als Funktion der Systemlänge zeigt. Die einzelnen Schwingungsbereiche machen sich deutlich durch das plötzliche Auftreten eines Anodenstromes und ein entsprechendes Absinken des Gitterstromes bemerkbar. Ersichtlich handelt es sich bei den einzelnen Bereichen um

Digitized by Google

eine mehrfache Erregung des Paralleldrahtsystems bzw. um Oberwellen desselben.

Der Kathodenkreis, der mit dem Anodenkreis über die innere Röhrenkapazität gekoppelt ist, übt lediglich in Resonanznähe einen energieentziehenden Einfluß aus, ja, er vermag sogar die Schwingungen völlig auszulöschen.

Wechsung[lc41]) untersuchte Barkhausen-Kurz-Schwingungen, wobei er zur Speisung der Elektroden Wechselspannungen benutzte. Eine Aenderung der Wellenlänge trat hierdurch nicht ein, es wurden jedoch die Maxima auf dem Lechersystem um so breiter, je höher die Speisefrequenz war. Wechsung legte zwischen Gitter und Anode einen kleinen, variablen Kondensator, bei dessen Aenderung die Wellenlänge um 30% schwankte.

Kohl[47]) beschreibt die Erzeugung von Wellen bis herunter zu 30 cm Länge. Die Frequenz seiner Schwingungen ist durch einen Schwingungskreis bestimmt, der entweder aus den Elektrodenzuleitungen und den Elektroden selbst, oder aus einem im Inneren der Röhre untergebrachten Drahtbügel mit den Elektroden als Kapazität gebildet wird. Erregt wird dieser Schwingungskreis auf zwei verschiedene Weisen: Erstens in der „Anodenschaltung", in welcher die Anode das positive Potential hat, und zweitens in der „Gitterschaltung", bei welcher das hohe positive Potential am Gitter liegt. Im letzten Fall scheint es sich um einen den Barkhausen-Kurz-Schwingungen analogen Schwingungsvorgang zu handeln, wie aus der von Kohl angegebenen Spannungsabhängigkeit der Wellenlänge hervorgeht. Die Wirkung der Anodenschaltung führt er auf einen durch die Elektronenbewegung verursachten negativen Widerstand zurück.

## 2. Das gleichzeitige Auftreten von Barkhausen-Kurz- und Gill- und Morrell-Schwingungen.

Die bisher angeführten Untersuchungen lassen deutlich erkennen, daß der Schwingungsmechanismus nach Barkhausen und Kurz noch keineswegs klargestellt ist; insbesondere, was den Einfluß und die Rolle des äußeren Schwingungssystems bei der Schwingungserzeugung angeht, gehen die Beobachtungen und Meinungen der verschiedenen Autoren auseinander.

Der erste, welcher zum Ausdruck brachte, daß ein an die Röhre angeschlossenes Schwingungssystem der Vorgang der Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz entscheidend zu beeinflussen vermag, war Tank[lc 37]). Er gibt an, daß ein Barkhausen-Kurzscher Sender, an den ein äußerer Schwingungskreis angeschlossen wird, alle charakteristischen Merkmale eines Koppelsystems mit Selbsterregung („les signes charactéristiques d'un système couplé à autoexcitation"), wie z. B. Spring- und Zieherscheinungen aufweist, und daß auch die Frequenz beeinflußt wird.

Kapzov und Gwosdower[lc 40]) fanden, daß Schwingungen nach Barkhausen-Kurz, dadurch gekennzeichnet, daß die Frequenz durch die Betriebsverhältnisse und Röhrendimensionen festgelegt ist, und solche nach Gill und Morrell, deren Frequenz nur das äußere System bestimmt, in ein und derselben Anordnung auftreten können. Sie benutzten ebenfalls ein veränderliches Paralleldrahtsystem in Verbindung mit der Schwingröhre und variiert für verschiedene Abstimmungen das Gitterpotential; dabei ergaben sich Frequenzkurven, wie sie das Bild 21 wiedergibt. Die Kurven lassen deutlich zwei verschiedene Formen von Schwingungen erkennen und zwar bei niedrigen Gitterspannungen

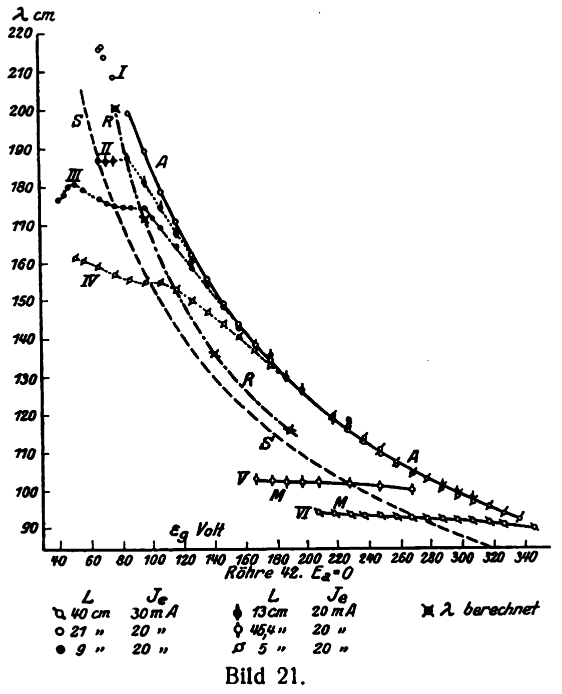



Bild 21.

Barkhausen-Kurz- und Gill- und Morrell-Schwingung nach Kapzov und Gwosdower.

solche, deren Welle von der Spannung nahezu unabhängig ist, dafür aber durch das Schwingungssystem geändert wird, also Schwingungen nach Gill und Morrell, und im Bereich höherer Gitterspannungen solche, deren Frequenz allein durch die Röhrenspannungen gegeben ist, ohne daß das äußere System einen nennenswerten Einfluß ausübt. Diese Schwingungen sind also reine Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz, was auch durch die qualitative Uebereinstimmung ihres Kurvenverlaufs mit der nach Scheibe (mit *S* bezeichneten) und nach Kapzov und Gwosdower errechneten Kurve (*R*) erwiesen wird.

Die gleichen Erscheinungen beobachtete Hollmann[48]). Er variierte die Abstimmung des äußeren Schwingungssystems und hielt jeweils die Betriebsbedingungen konstant. Dabei ergaben sich Kurvenscharen, von denen eine charakteristische in Bild 22 dargestellt ist. Hier heben sich die beiden Bereiche der Barkhausen-Kurz- und der Gill- und Morrell-Schwingungen noch deutlicher voneinander ab. So zeigen die Frequenzkurven in den Bereichen „*A*", den Barkhausen-Kurz-Bereichen, einen nahezu linearen und horizontalen Verlauf, verlagern sich aber mit den Spannungen. In den „*B*"-Bereichen folgt die Frequenz exakt der Eigenwelle des Abstimmungssystems, ohne daß innerhalb der Meßgenauigkeit ein Einfluß der Spannungen zu erkennen ist. Das mehrfache Auftreten der verschiedenen Bereiche ist einer Erregung des Paralleldrahtsystems in Oberwellen zuzuschreiben, wie es bereits Tank und Schiltknecht[lc 46]) beobachtet

Digitized by Google

haben. Die von diesen beiden Autoren angegebenen Wellenkurven (vgl. Bild 20) dürften daher mit den von Hollmann gefundenen „B"-Bereichen identisch sein, während vermutlich in den „A"-Bereichen die Schwingungsenergie zu gering war, als daß Tank und Schiltknecht sie nachweisen konnten. Besondere Beachtung verdient der Umstand, daß Hollmann nur bei der jeweiligen höheren Abstimmung ein plötzliches Auftreten der Gill- und Morrel-Schwingungen feststellt, wobei, wie Messungen auf dem Lechersystem beweisen, in einem geringen Bereich beide Schwingungen nebeneinander bestehen können. Im Gegensatz dazu findet nach tieferen Abstimmungen zu der Frequenzübergang stetig statt, so daß sich alle Frequenzen zwischen den „reinen" Barkhausen-Kurz-Schwingungen und den „reinen" Gill- und Morrell-Schwingungen herstellen lassen. Wurde die Dämpfung des Abstimmsystems vergrößert, so verringerten sich die Bereiche der Gill- und Morrell-Schwingungen, bis sie bei genügend starker Dämpfung vollständig verschwanden.

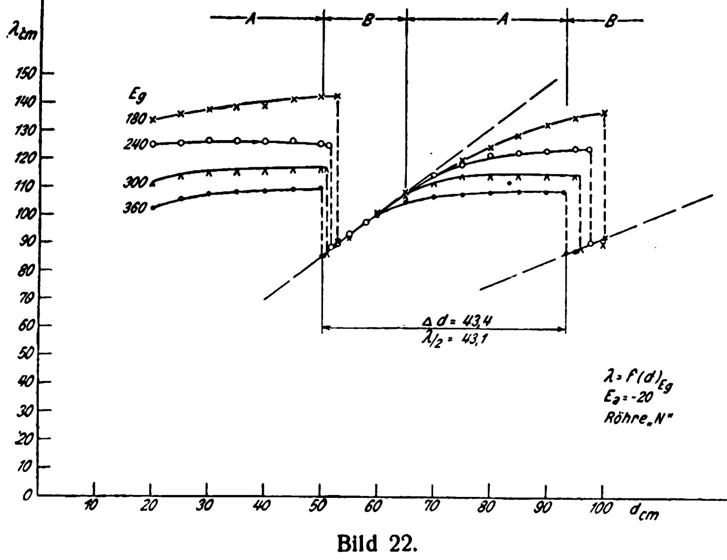



Bild 22.

Barkhausen-Kurz- und Gill- und Morrell-Schwingungen nach Hollmann.

Hollmann erklärt die Gill- und Morrell-Schwingungen durch die Rückwirkung der an den Elektroden auftretenden Wechselspannungen auf den Bewegungsmechanismus der Elektronen. Indem er der Gittergleichspannung $E_g$ eine Wechselspannung $E_o \sin\omega t$ überlagert, erhält er unter denselben vereinfachenden Voraussetzungen, wie sie Barkhausen-Kurz getroffen haben, folgende Formel für die Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{1000 \sqrt{E_g - E_o}\, d_a}{E_g - \frac{4 \cdot E_o}{\pi^2}}$$

worin $d_a$ den Anodendurchmesser bezeichnet, während das Gitter den halben Durchmesser der Anode hat. Für $E_o = 0$ geht die Formel in die von Barkhausen und Kurz angegebene über (vgl. II 1a). Ferner ergibt sie, daß $\lambda$ mit zunehmendem $E_o$ kleiner wird, wie aus Bild 23 hervorgeht, in der für ein konstantes $E_g$ von 500 Volt und einen Anodendurchmesser von 2 cm die für verschiedene Wechselspannungsamplituden errechneten Wellenlängen in Kurvenform aufgetragen sind. Der plötzliche, bei einer bestimmten Abstimmung einsetzende Uebergang der Barkhausen-Kurz- in die Gill- und Morrell-Frequenz wird nach Hollmann durch einen Aufschaukelprozeß bewirkt, der sich jedoch, im

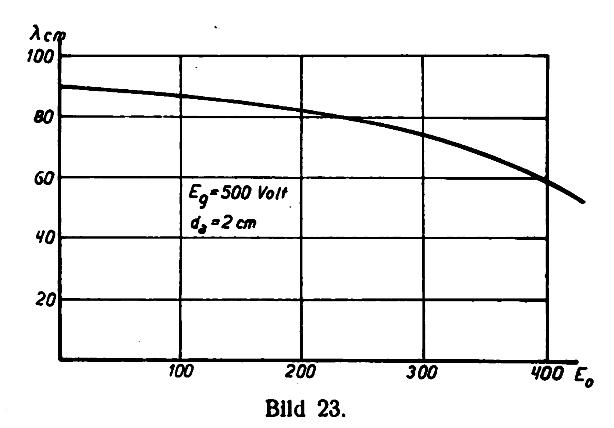



Bild 23.

Abnahme der Wellenlänge mit zunehmender Wechselspannung an den Elektroden nach Hollmann.

Gegensatz zu dem bekannten Aufschaukeln der Energie bei der Rückkopplung, auch auf die Frequenz erstreckt. Auch das allmähliche Abbiegen der Frequenzkurven von der in Bild 22 gestrichelt eingezeichneten Eichgeraden des Abstimmsystems findet unter Zugrundelegen dieses Aufschaukelvorgangs eine zwanglose Erklärung.

Literaturverzeichnis zu Abschnitt II, 1 und 2.


19) C. R. Englund: Proc. Inst. Radio Eng. 15. S. 914. 1927.
20) R. Whiddington: Radio-Rev. 1. S. 53. 1919 und Juni 1920.
21) H. Barkhausen u. K. Kurz: Phys. ZS. 21. S. 1. 1920.
22) R. Ettenreich: Verhdl. d. D. Phys. Ges. 1. S. 49. 1920.
23) S. J. Zilitinkewitsch: Arch. f. El. 15. S. 470. 1926.
24) A. Scheibe: Ann. d. Phys. 73. S. 54. 1925.
25) L. Bergmann: Ann. d. Phys. 67. S. 13. 1922.
26) Cl. Schaefer und J. Merzkirch: ZS. f. Phys. 13. S. 173. 1923.
27) Cl. Schaefer und K. Wilmsen: ZS. f. Phys. 24. S. 345. 1924.
28) O. Schriever: Ann. d. Phys. 63. S. 645. 1920.
29) W. I. Romanoff: Phys. ZS. 28. S. 777. 1927.
30) R. Bock: ZS. f. Phys. 31. S. 534. 1925.
31) W. Heim: Jahrb. d. drahtl. Tel. 30. S. 160. 1927.
32) L. L. Nettleton: Proc. Nat. Acad. Amer. 8. S. 353. 1922. Referat: Jahrb. d. drahtl. Tel. 21. S. 359. 1923.
33) M. E. Pierret: Compt. rend. 1925. S. 184.
34) M. T. Grechowa: ZS. f. Phys. 35. S. 50 u. 59. 1926.
35) N. Kapzov: ZS. f. Phys. 35. S. 129. 1925.
36) B v. d. Pol: Physica 5. S. 1. 1925.
37) F. Tank: Arch. de Genève 6. S. 420. 1924.
38) B. v. d. Pol: Jahrb. d. drahtl. Tel. 25. S. 121. 1925.
39) B. Gill: Phil. Mag. 49. S. 993. 1925.
40) N. Kapzov und S. Gwosdower: ZS. f. Phys. 45. S. 114. 1927.
41) W. Wechsung: Jahrb. d. drahtl. Tel. 32. S. 58. 1928.
42) E. W. B Gill und J. H. Morell: Phil. Mag. 44. S. 161. 1922. Referat: Jahrb. d. drahtl. Tel. 1923. S. 33.
43) E. W. B. Gill und J. H. Morell: Phil. Mag. 49, S. 369. 1925. Referat: Jahrb. d drahtl. Tel. 27. S. 54. 1926.
44) J. Sahanek: Phys. ZS. 26. S. 368. 1925.
45) M. T. Grechowa: ZS. f. Phys. 38. S. 628. 1926.
46) F. Tank u. E. Schiltknecht: Helv. Phys. Acta 1. S. 100. 1928.
47) K. Kohl: Ann. d. Phys. 85. S. 1. 1928.
48) H. E. Hollmann: Ann. d. Phys. 86. S. 129. 1928.


(Schluß folgt.)

Digitized by Google

# Mitteilungen aus der Praxis.

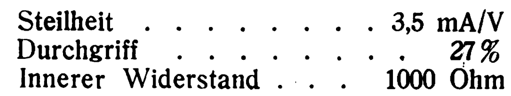
## Kraft-Verstärkerröhre RE 604.

Von **Telefunken,** Berlin.

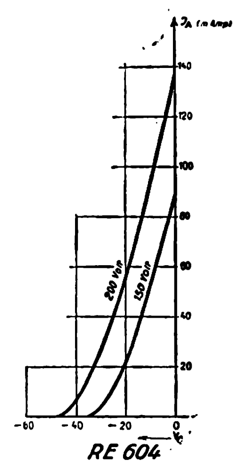
Für die Endstufe von Kraftverstärkern größerer Leistung, wie sie z. B. für Saallautsprecher und vor allem für elektrisch verstärkte Schallplatten-Wiedergabe benötigt werden, fanden bisher meist kleine Senderöhren, z. B. die Telefunken-Röhre RV 218, Verwendung. Diese Röhre liefert zwar eine maximale Endleistung von 3,5 Watt, beansprucht jedoch auch eine erhebliche Heizleistung (7,5 V · 1,1 A = 8,25 W) und ist erheblich teurer[1]) als die gewöhnlichen Endverstärkerröhren.

Für viele Verwendungszwecke der Praxis und der wissenschaftlichen Laboratorien wird es daher willkommen sein, daß Telefunken eine neue Kraftverstärkerröhre mit Europasockel unter der Bezeichnung RE 604 herstellt[2]), deren Kennlinien Bild 1 zeigt und die folgende Eigenschaften aufweist:

| | |
|---|---|
| Heizstromverbrauch . . . . . | 0,65 A |
| Heizspannung . . . . . . | 3,8—4 V |
| Anodenspannung . . . . | max 200 V |
| Emission . . . . . . . . . | 200 mA |



| | |
|---|---|
| Steilheit . . . . . . . . . | 3,5 mA/V |
| Durchgriff . . . . . . . . | 27 % |
| Innerer Widerstand . . . | 1000 Ohm |




Die Röhre erfordert somit noch nicht 1/3 der Heizleistung der RV 218 und liefert bis zu 2,5 Watt unverzerrte Ausgangsenergie.

[1]) Preis 50 RM.
[2]) Preis 25 RM.

# Zwischenstecker für indirekt beheizte Wechselstromröhren.

Von **Telefunken,** Berlin.

Die indirekt beheizten Wechselstrom-Röhren sind jetzt so zuverlässig und störungsfrei, daß vielfach der Wunsch besteht, vorhandene Empfänger und Verstärker für den Betrieb aus dem Lichtnetz mit indirekt beheizten Röhren umzustellen. Dazu war bisher meist ein erheblicher Umbau notwendig. Abgesehen davon, daß die Heizleitungen innerhalb der normalen Empfänger für die stärkeren Ströme der Netzheizröhre zu schwach sind, muß auch die Kathodenleitung (5. Anschluß der Röhre) getrennt von den Heizleitungen gezogen werden. Diese Schwierigkeiten beseitigt der von Telefunken herausgegebene Zwischenstecker (Type „BW")[1]), der es gestattet, ohne irgendeinen Eingriff in die Schaltung des Gerätes indirekt beheizte Wechselströme in einem normalen Empfänger zu verwenden.

Bild 1 zeigt eine Ansicht, Bild 2 das Schaltschema dieses Zwischensteckers. Er besitzt unten die 4 Steckstifte, die in den Europa-Röhrensockel passen, und oben die 5 Steckbuchsen zum Aufnehmen der Netzheizröhre. Außerdem sind noch seitlich zwei Schraubklemmen angebracht. Wie das Schema von Bild 2 zeigt, werden durch Einsetzen des Steckers die bisherigen beiden Heiz-Leitungen innerhalb des Empfängers kurzgeschlossen. Zu dieser Verbindung führt der Mittelstecker der Wechselstromröhre, also die Leitung zu der emittierenden Schicht. Da innerhalb eines jeden Empfängers der negative Pol

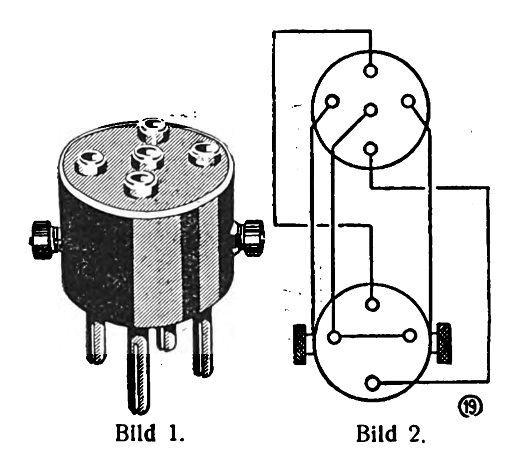



Bild 1. Bild 2.

der Anodenleitung mit der einen Heizleitung verbunden ist, erhält somit die emittierende Schicht Anschluß an den Minus-Pol der Anodenbatterie.

Die Heizanschlüsse der Wechselstromröhre führen zu den beiden Seitenklemmen. Diese Seitenklemmen werden, wie Bild 3 zeigt, unter Parallelschaltung der einzelnen Röhren durch zwei neue Heizleitungen an

[1]) Preis 1,60 RM.

Digitized by Google

den Netztransformator angeschlossen; ferner sind die (jetzt kurzgeschlossenen) beiden alten Heizleitungen c (also die sonst zum Heizakkumulator geführten Apparateanschlüsse) gemeinsam mit einem Transformatorpol zu verbinden. Dabei werden die Leitungen längs der Zwischenstecker blanke oder mit Rüschrohr isolierte Kupferdrähte von 1,5 mm Durchmesser benutzt, als Zuleitung zum Netztransformator dagegen gummiisolierte, verdrillte Starkstromlitze. Man

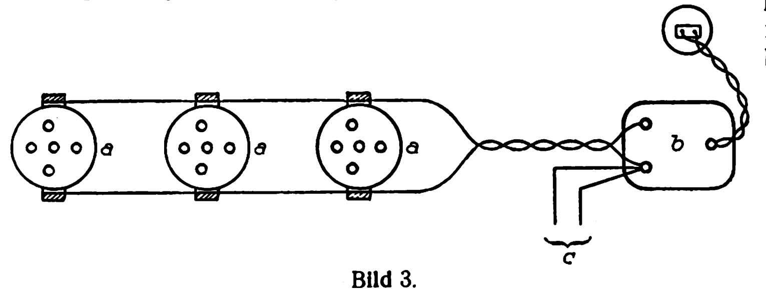



Bild 3.

achte darauf, daß nirgends eine Berührung von blanken Stellen der Heizleitung mit Empfängerteilen eintreten kann. Die Heizwiderstände werden vollkommen aufgedreht.

Für viele Fälle — insbesondere bei Benutzung einer normalen Röhre für die Endstufe — ist es zweckmäßiger, wie Bild 4 zeigt, parallel zu den Ausgangsklemmen des Netztransformators *b* ein Potentiometer zu legen und die Leitungen *c* anstatt an eine Transformatorklemme an den Schleifer des Potentiometers zu legen. Man stellt dann die günstigste Potentiometerstellung einmalig fest.

Hat der Netztransformator einen Mittelabgriff, so werden die vereinigten Leitungen *c* an diesen Mittelanschluß gelegt.

Das Bild 5 zeigt im Schaltschema einen so geänderten Empfänger. Da man bekanntlich für die letzte Lautsprecher-Röhre bei Netzheizung auch eine normale Röhre (z. B. RE 134 oder die neue RE 124) benutzen kann, so ist es günstig, daß auch hierfür

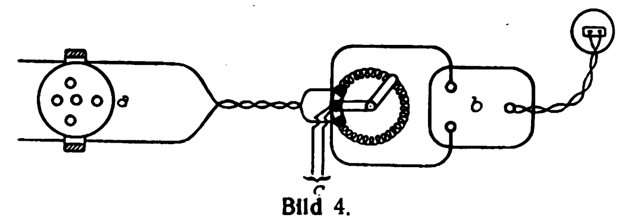



Bild 4.

— wie Bild 5 zeigt — der Zwischenstecker ohne weiteres brauchbar ist. Die 5. Steckbuchse bleibt dann unbenutzt.

Es werden auch auf Wunsch gleich nach Art der B.W.-Stecker gesockelte Röhren — also mit 2 Seitenklemmen für die Heizleitungen — geliefert. Sie tragen hinter ihrer normalen Typenbezeichnung den Zusatz „w".

REN 1104
REN 1004
REN 1004
RE 134
RE 124
+ A 1
+ A 2
– GV
– A+GV
– H
+ H
~
18

Bild 5.

# Referate.

**G. Marconi.** Drahtlose Telegraphie. (Radio Communication.) (Proc. Inst. Radio Eng. 16, S. 40—69, 1928. Vortrag vor dem Am. Inst. El. Eng. und dem Inst. of Radio Eng. am 17. Okt. 1927.

Der Vortrag behandelt im wesentlichen die Telegraphie mit kurzen Wellen. In einem einleitenden Teil wird Geschichtliches über die Entwicklung der Kurzwellen-Telegraphie in- und außerhalb der Marconi-Gesellschaft mitgeteilt.

Eine wichtige Stufe in dieser Entwicklung und ein schlagender Beweis für die praktische Brauchbarkeit dieser Entwicklungsrichtung war die Verbindung des britischen Mutterlandes mit den Dominien Kanada, Südafrika, Indien und Australien durch Reflektorstationen. Das englische Postministerium hatte folgende Bedingungen gestellt: 1. Im Sender sollten 20 kW an die Anoden der Röhren in den Röhrengeneratoren geliefert werden, 2. die gerichteten Antennen sollten die Wellen so konzentrieren, daß die Energie, die außerhalb eines Winkels von 15° zu beiden Seiten der Reflektorachse ausgestrahlt wird, 5% der in der Richtung der Achse ausgestrahlten Energie nicht übersteigt. Entsprechendes sollte auch von dem Reflektor-System des Empfängers gelten.


Digitized by Google

3. Beim Verkehr mit Kanada sollten gleichzeitig gesandt und empfangen werden pro Minute 100 Worte zu 5 Buchstaben und zwar im Mittel während täglich 18 Stunden. Von dem Verkehr nach Südafrika bzw. Indien bzw. Australien wurde dasselbe verlangt, aber nur während 11 bzw. 12 bzw. 7 Stunden täglich. Bei den Abnahmeversuchen hat sich gezeigt, daß im Verkehr mit Australien, Südafrika und Indien ein Schnellbetrieb während mehr als 20 Stunden täglich möglich ist und daß das Strahlenbündel viel enger ist, als es in der oben genannten Bestimmung festgelegt war.

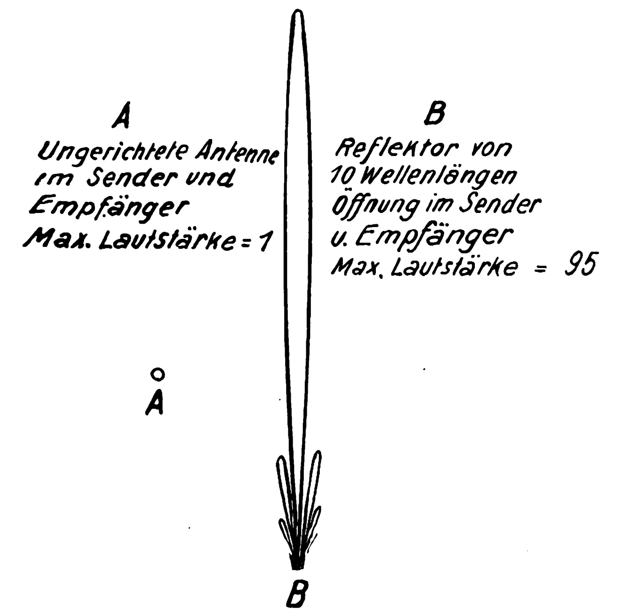



Bild 1.

Bei allen diesen Stationen besteht die Richtantenne aus einer Reihe von Antennendrähten in einer Vertikalebene und einer ebensolchen Reihe von Reflektordrähten. Der Australien-Sender besitzt bekanntlich 2 Antennensysteme, je eines auf jeder Seite des Reflektorsystems, so daß die Wellen je nach Wunsch in der einen oder anderen Richtung auf dem Großkreis nach Australien gesandt werden können. Dem lag die Beobachtung zugrunde, daß während des Morgens in England die Wellen vorzugsweise in westlicher Richtung über den Atlantischen Ozean längs des Großkreises auf die in dieser Richtungg 14 000 Meilen großen Entfernung sich ausbreiteten, während sie nachmittags und während eines Teils der Nacht vorzugsweise den östlichen Weg von 10 000 Meilen über Europa und Asien nehmen.

Die Wellenlängen sind für Kanada 16,574 und 32,397 m, für Australien 25 906 m, für Südafrika 16,146 und 34,013 m, für Indien 16,216 und 34,168 m.

Was durch die gerichtete Aussendung und den gerichteten Empfang der Wellen gewonnen wird, hat M a r c o n i durch die Bilder 1 und 2 illustriert.

Ein besonderer Vorteil der gerichteten Kurzwellen-Empfänger ist ihre bemerkenswerte Unempfindlichkeit gegen atmosphärische Störungen. M a r c o n i ist der Ansicht, daß bei solchen Stationen die atmosphärischen Störungen kein ernstes Hindernis für Schnelltelegraphie mehr bilden.

Die Wirkung der Schwunderscheinungen wird durch den Gebrauch der Reflektoren stark verringert, hauptsächlich deshalb, weil die Zeichen im Mittel erheblich stärker sind und infolge davon auch bei schlimmen Schwunderscheinungen noch lesbar bleiben.

Bei weitem am stärksten sind die Schwunderscheinungen beim Verkehr zwischen Kanada und England. Es kommt öfters vor, daß zu Zeiten, in denen der kanadische Verkehr wegen Schwunderscheinungen ausfällt. die anderen Verbindungen mit Australien, Indien und Südafrika mit unverminderter Intensität weitergehen. Beobachtet wurde, daß schlimme Schwunderscheinungen im allgemeinen zusammenfallen mit dem Auftreten von großen Sonnenflecken und starkem Nordlicht. Während solcher Zeiten ging öfter der Verkehr mit einer kürzeren Welle als der normalen besser, z. B. besser mit der Wellenlänge von 16 m, als mit der normalen von 26 m.

Allgemein bekannt ist, daß s e h r kurze Wellen von 16 m und darunter auf große Entfernungen bei Tageslicht und im Sommer besser empfangen werden, als während des Winters oder bei Nacht.

Bezüglich der toten Zone ist bekannt, daß Wellenlängen von ca. 15 m mit größerer Stärke und Regelmäßigkeit auf eine Entfernung von 5000 Meilen aufgenommen werden können, als auf eine Entfernung von wenigen 100 Meilen. Dagegen fand M a r c o n i bei den Versuchen mit seiner Yacht niemals Zonen, in denen die Zeichen vollkommen verschwanden, wohl aber solche, in denen die Zeichen schwach und unregelmäßig, ähnlich wie während Schwunderscheinungen waren. Es schien, daß in diesem Falle auch immer eine Richtungsbestimmung durch die Peilgeräte unmöglich war.

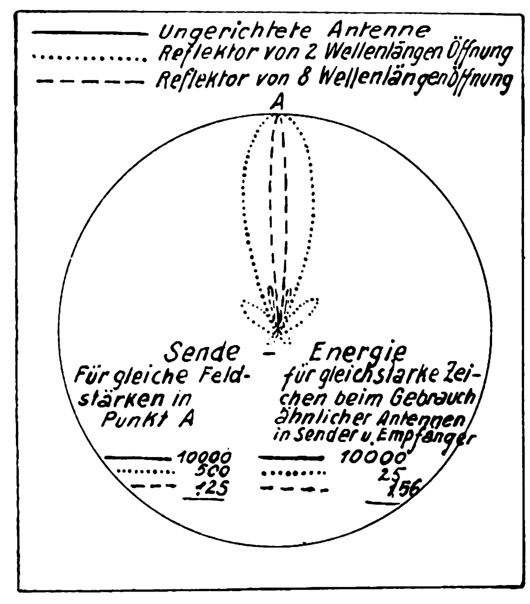



Bild 2.

Als Vorteile der kurzen Wellen vor den langen führt M a r c o n i zusammenfassend folgendes an:

1. Nach den Gesichtspunkten bei der Internationalen Radiotelegraphischen Konferenz in Washington können in dem Band von 5000—30 000 m Wellenlänge 90 Stationen untergebracht werden, in dem Kurzwellen-Band zwischen 5 und 100 m 3700.

2. Tatsächlich können diese Zahlen für die Kurzwellen-Sender noch erhöht werden, da bei ihnen die Möglichkeit der gerichteten Aussendung und des ge-


Digitized by Google

richteten Empfanges vorliegt und die gegenseitige Störung deshalb viel geringer als bei Stationen ohne Richtwirkung ist.

3. Viel größere Telegraphiergeschwindigkeit bei kurzen Wellen.

4. Bei Kabeln sind die Kosten proportional der Entfernung, bei Kurzwellen-Stationen trifft dies durchaus nicht zu. Die Anlagekosten für die Kurzwellen-Station England und Australien auf eine Entfernung von 10000 Meilen waren kleiner, als für die Station England-Kanada für eine Entfernung von 2500 Meilen.

Marconi betont mit größtem Nachdruck den außerordentlichen Vorteil, der seiner Meinung nach in dem gerichteten Senden und Empfangen und der dadurch bedingten ungeheuren Energie-Ersparnis liegt. Nach seiner Ansicht lassen sich die verhältnismäßig großen Energien, die man zur Betätigung der Schreiber für Schnelltelegraphie braucht, kaum auf irgendwelche andere Weise durch die atmosphärischen Störungen und die Schwunderscheinungen hindurch aufrecht erhalten. Es gibt Bedingungen, unter denen die Verwendung von Reflektoren geringere Vorteile bietet. Diese Bedingungen scheinen regelmäßig in der toten Zone und außerdem auf alle Entfernungen zu Zeiten von Schwunderscheinungen vorzuliegen. Beobachtet man also auf eine Entfernung die in der toten Zone der betreffenden Wellenlänge liegt, so kann man den Eindruck erhalten, als ob die Reflektoren sehr wenig nützten, ein Schluß, der vielfach gezogen wurde. Auch die Tatsache, daß man unter Umständen außerhalb des „Strahls" empfangen kann, spricht nicht gegen die Wichtigkeit der gerichteten Aussendung. Solche Beobachtungen mögen ihren Grund in extremer Empfindlichkeit des Empfängers oder auch in besonderen atmosphärischen Bedingungen haben. Man wird diese Streustrahlung um so mehr reduzieren können, je größer man die Dimension der Reflektoren und die Zahl ihrer Drähte macht.

J. Zenneck.

**E. O. Hulburt.** Ionisation in der oberen Erdatmosphäre. (Ionisation in the upper atmosphere of the earth.) (Phys. Rev. **31**, 1018-1037, 1928.)

Der Verfasser stellt zuerst die Erfahrungen zusammen, die man bisher mit der Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie gemacht hat.

Bezüglich der toten Zone ergeben sich aus den bisherigen Beobachtungen für die nördliche gemäßigte Zone an Sommermittagen die Werte:

| Wellenlänge: | 16 | 21 | 32 | 40 m |
|---|---|---|---|---|
| Tote Zone an Sommermittagen: | 1000 | 600 | 300 | 200 Meilen |
| Tote Zone an Wintermittagen: | 1350 | 730 | 400 | 200 Meilen |

Die Aenderung der toten Zone mit der Tageszeit ist dem nebenstehenden Bild dargestellt und zwar gilt Kurve 1 für Sommer, Kurve 2 für Winter. Die Ordinaten sind relative Werte. Der Verlauf der Kurven ist ungefähr derselbe für alle Wellenlängen unter 40 m. Die Grenzwellenlänge, mit der man eben noch einen zuverlässigen Verkehr auf große Entfernungen herstellen kann, ist 10,5 m für Sommer-Mittag, 17 m für Sommer-Mitternacht, 14 m für Winter-Mittag und 23 m für Winter-Mitternacht, wobei diese Werte natürlich nur als Mittelwerte zu betrachten sind.

Die bisherigen Berechnungen der äquivalenten Höhe $h$ der „reflektierenden" Schicht ergeben folgendes:

Breit und Tuve, Sommer- und Herbstnacht (Washington D. C.). $\lambda = 70$ m, $h = 90$—$220$ km.

Appleton und Barnet, Juninacht in England. $\lambda = 400$ m, $h = 100$—$130$ km.

Appleton, Winternacht in England, $\lambda = 400$ m. $h = 300$—$400$ km.

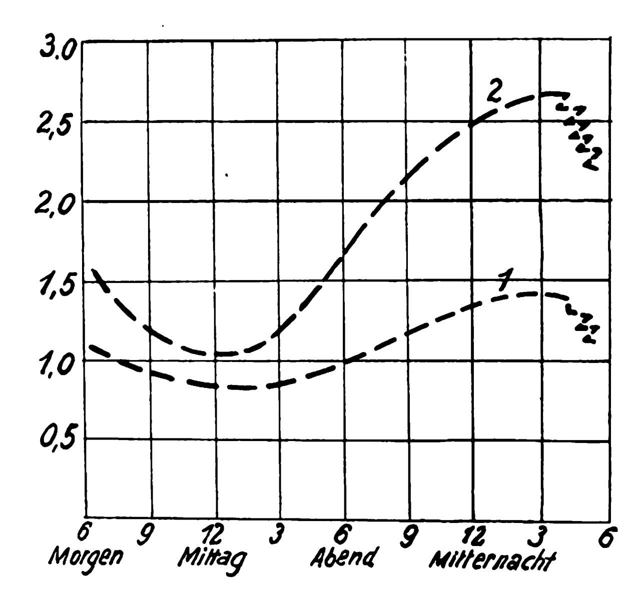
Heising, Winternacht in New-York, $\lambda = 57$ und 111 m, $h = 250$—$630$ km.

Hollingworth, Sommertag in England, $\lambda =$ 6000 und 14000 m, $h = 75$ km.

Hollingworth, Wintertag[1]) in England, $\lambda =$ 6000 und 14000 m, $h = 90$ km.

Taylor und Hulburt, Tagesmittel über das ganze Jahr, $\lambda = 40$ m, $h = 120$—$240$ km.

Der Hauptzweck der Abhandlung ist der, folgende Eigenschaften der oberen Atmosphäre bzw. Vorgänge in derselben einer kritischen Untersuchung zu unterziehen:




1. Die Druckverteilung, 2. das Verschwinden der freien Elektronen, und zwar durch Diffusion, insbesondere in dem magnetischen Feld der Erde, Rekombination der Elektronen und Ionen, Vereinigung der Elektronen mit neutralen Molekülen, 3. Ionisation durch das ultraviolette Licht der Sonne. Hulburt kommt zu dem Schluß, daß an Sommertagen, unabhängig von der Intensität der Sonnenstrahlung, ein Maximum der Elektronenkonzentration in einer Höhe von 190 km liegen müsse.

Allgemein ist sein Resultat, daß die bisher bekannten Tatsachen der drahtlosen Telegraphie erklärbar sind, wenn man in der Höhe von 100 km $10^4$ Elektronen/cm$^3$ (oder $10^9$ Ionen/cm$^3$), in der Höhe von 150 km $5 \cdot 10^4$ Elektronen/cm$^3$ (bzw. $10^9$—$10^{10}$ Ionen/cm$^3$), in der Höhe von 190 km $3 \cdot 10^5$ Elektronen/cm$^3$ annimmt. Für die Erzeugung dieser Elektronenkonzentration ist aber das ultraviolette Licht der Sonne durchaus hinreichend. Man hat also nicht nötig, andere Ursachen anzunehmen.

J. Zenneck.

**E. O. Hulburt.** Der Ursprung des Nordlichtes. (On the origin of the Aurora borealis.) Phys. Rev. **31**, 1038—1039, 1928.

[1]) Bei Nacht 10—20 km höher.

Digitized by Google

Nach der üblichen Auffassung ist das Nordlicht hervorgerufen durch Träger ($\alpha$- und $\beta$-Strahlen), die von der Sonne emittiert und durch das magnetische Feld auf die Polarregionen konzentriert werden. Auf Grund seiner vorstehenden Untersuchung kommt der Verfasser zu der Vorstellung, daß die ultraviolette Strahlung der Sonne in den oberen Schichten der Atmosphäre, und zwar ganz ungefähr in der Höhe von 200 km Elektronen und Ionen bildet, die längs der magnetischen Kraftlinien die Erde diffundieren, sich wiedervereinigen und die Energie für das Nordlicht liefern. J. Zenneck.

**J. Hollingworth.** Die Polarisation der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. (The polarisation of radio waves.) Proc. Roy. Soc. A **119,** 444—464, 1928.

Die Messungen wurden in England (Slough) mit dem Langwellensender der Station St. Assise bei Paris ($\lambda = 14\,350$ m) gemacht.

1. Der Aufnahmeapparat bestand aus zwei vertikalen Rahmenantennen von $1{,}6 \times 1{,}6$ m² mit je 54 Windungen. Die Ebenen dieser beiden Rahmen sind senkrecht zueinander und können zusammen um eine vertikale Achse gedreht werden. Jeder der beiden Rahmen ist verbunden mit einer der beiden zueinander senkrechten Spulen eines Radiogoniometers, die beiden Stromkreise sind auf die Empfangswelle abgestimmt. Die bewegliche Spule des Radiogoniometers befindet sich ebenfalls in einem abgestimmten Stromkreis, an dessen Kondensator Gitter und Kathode der ersten Verstärkerröhre eines Mehrfach-Verstärkers liegt. Der Anodenkreis der letzten Verstärkerröhre wirkt auf den Kristalldetektor mit einem Saitengalvanometer mit Mikroskop-Ablesung.

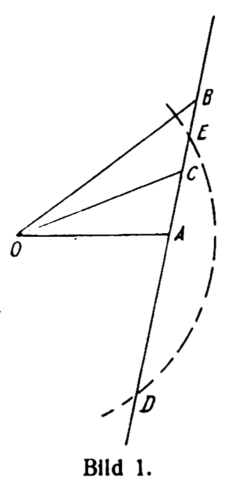



Bild 1.

Wenn die Anordnung geeicht ist, so gestattet sie die Größe der EMK, die in den beiden Rahmenantennen induziert werden, zu messen. Man kann damit auch den Phasenwinkel zwischen diesen beiden EMK bestimmen auf Grund der folgenden Ueberlegung. Sind die EMK in den beiden Rahmen gleichphasig, so sind es, wenn ihre beiden Stromkreise auf die Empfangswelle abgestimmt sind, auch die Ströme in denselben und in den eingeschalteten Radiogoniometer-Spulen. Das resultierende Feld zwischen denselben ist dann ein reines Wechselfeld; bei Drehung der beweglichen Spule erhält man für eine bestimmte Stellung ein scharfes Minimum. Wenn dagegen eine Phasenverschiebung zwischen den beiden EMK besteht, so bekommt bei Abstimmung der beiden Stromkreise das Feld zwischen den Radiogoniometer-Spulen eine Drehfeldkomponente. Infolge davon liefert die Drehung der beweglichen Spule bei keiner Stellung ein scharfes Minimum. Verstimmt man jetzt aber einen der beiden Kreise, so erhält der Strom in demselben eine Phasenverschiebung gegen die EMK. Man

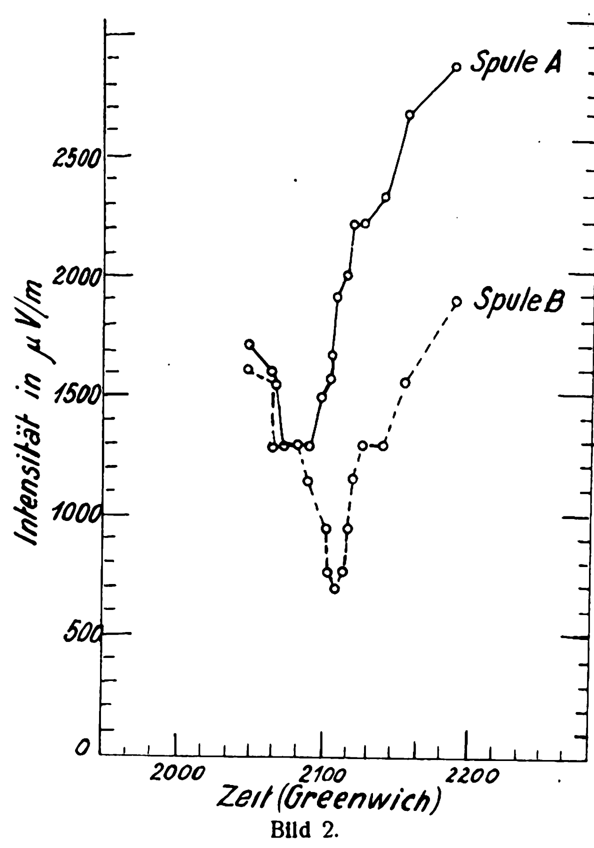



Bild 2.

kann also durch richtige Wahl der Verstimmung die zwischen den beiden EMK bestehende Phasenverschiebung kompensieren, die Ströme gleichphasig machen und wieder ein scharfes Minimum herstellen. Aus den Konstanten des Stromkreises und der Größe der nötigen Verstimmung läßt sich die Phasenverschiebung zwischen den beiden EMK leicht ableiten.

2. Meßmethode. Die beiden zueinander senkrechten Rahmen werden so aufgestellt, daß ihre Ebenen mit der Richtung Sender-Empfänger einen Winkel von 45° bilden. Es wird angenommen, daß die Richtung, unter der die Luftwelle den Erdboden trifft, mit dieser den Winkel $\delta$ bildet, ferner, daß sie am Erdboden ohne Phasenänderung und Verringerung der Amplitude reflektiert wird und daß sie geradlinig — also nicht elliptisch — polarisiert sei[1]), endlich, und daß die Ebene ihres magnetischen Feldes gegen die normale, d. h. horiontale Ebene um den Winkel $\eta$ geneigt ist. Wenn dann $H_0$ die Feldstärke der Bodenwelle und $k$ eine Apparatkonstante ist, so bestehen für die beiden EMK $E_1$ und $E_2$, die in den beiden Rahmen durch die Luft- und Bodenwelle induziert werden, die folgenden Vektor-Gleichungen

$$\sqrt{2} \cdot E_1 \cdot K = H_0 + 2\,H' \cos\eta + 2\,H' \sin\eta \sin\vartheta \quad (1)$$

$$\sqrt{2} \cdot E_2 \cdot K = H_0 + 2H' \cos\eta - 2\,H' \sin\eta \sin\vartheta \quad (2)$$

[1]) Diese Annahmen werden durch spätere Versuche bestätigt.

Digitized by Google

Mißt man $E_1$ und $E_2$ und hat man mit dem oben angegebenen Verfahren die Phasenverschiebung zwischen $E_1$ und $E_2$ bestimmt, so läßt sich das Dreieck $OBA$ (Bild 1) konstruieren, in dem die Vektoren

$$OA = \sqrt{2} \cdot E_1 \cdot K, \quad OB = \sqrt{2} \cdot E_2 \cdot K$$

und der $\sphericalangle BOA$ = der Phasenverschiebung zwischen $E_1$ und $E_2$ ist. Ist $C$ die Mitte zwischen $A$ und $B$, so ist

$$OC = H_0 + 2\,H' \cos \eta \quad CA = CB = 2\,H' \sin \eta \sin \vartheta.$$

Der Vektor $AB$ hat als Differenz der Vektoren $OB$ und $OA$ die Phase von $H'$ (vgl. die Gleichungen 1 und 2). Schlägt man also mit dem Radius $H_0$ einen Kreis um $O$, der $AB$ in den Punkten $D$ und $E$ schneidet, so ist

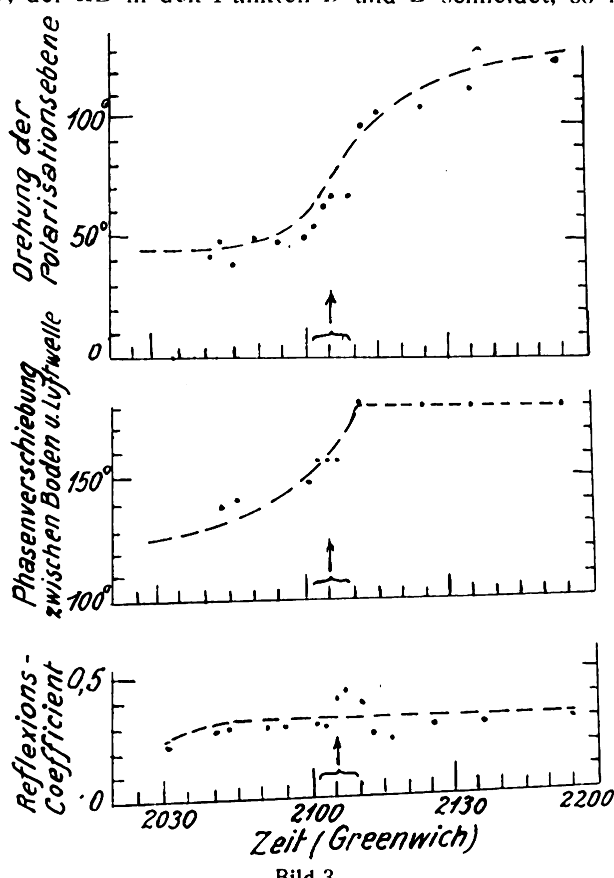



Bild 3.

entweder $CD$ oder $CE = 2\,H' \cdot \cos \eta$ (ob $CD$ oder $CE$, muß durch eine besondere Ueberlegung ermittelt werden). Man erhält aus dem Dreieck also alle gesuchten Größen.

3. Ergebnisse. Als Beispiel ist in Bild 2 ein Satz von tatsächlichen Beobachtungen dargestellt — der Sonnenuntergang fiel im Mittelpunkt zwischen Sender und Empfänger auf 21,05 — und Bild 3 enthält die daraus berechneten Größen, Drehung der Polarisationsebene gegenüber der normalen Lage ($\eta$), Phasenverschiebung zwischen der Luft- und Bodenwelle und endlich das, was der Verfasser den Reflexionskoeffizienten nennt. Er versteht darunter das Verhältnis der tatsächlichen Feldstärke der Luftwelle zu derjenigen Feldstärke, die die Luftwelle haben müßte, wenn die Reflexion in der Atmosphäre vollkommen und wenn die Luft ein vollkommenes Dielektrikum wäre.

Bei Sonnenaufgang ist der Uebergang zwischen den Tag- und Nachtwerten plötzlicher, so daß der Zeitpunkt der Aenderung festgelegt werden kann. Er fällt immer zusammen mit der Zeit, in der sich die Sonne etwa 7° unter dem Horizont im Mittelpunkt zwischen Sender und Empfänger befindet. Die Sonnenstrahlen durchsetzen in diesem Moment die Atmosphäre über diesem Punkt in einer Höhe von 47 km. Dies würde also die untere Grenze für die von den Sonnenstrahlen ionisierte Schicht sein. Es ist aber anzunehmen, daß die Höhe, in der die Ionisation ein Maximum hat, höher liegt, da die Sonnenstrahlen, die in der Mitte zwischen Sender und Empfänger einer Höhe von 47 km entsprechen, einen so langen Weg in der Atmosphäre zurückgelegt haben, daß sie noch kaum viel ionisieren können.

Der Verfasser stellt ausführliche Messungen nach dieser Methode in Aussicht. Gleichzeitig sind Beobachtungen auf Entfernungen unter 400 km im Gange.

J. Zenneck.

**K. Pohlhausen.** Die Feldkräfte auf die Glühdrähte von Elektronenröhren. Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, **7**, S. 109—119, 1928 (Heft 1).

Beim Bau von Hochvakuum-Ventilröhren, die zum Gleichrichten sehr hoher Wechselspannungen (100 kV und darüber) benutzt werden, ist man zur Erzielung größerer Leistung gezwungen, Kathoden-Mehrdrahtsysteme zu verwenden, bei denen im Gegensatz zu einem von der Anode koaxial umgebenen Kathodendraht durch den Potentialunterschied zwischen Kathode und Anode erheblich Kräfte auftreten, die zu unzulässigen Ausbiegungen und zur Zerstörung der Glühdrähte führen können.

Der Verfasser berechnet daher die elektrischen Kräfte für die praktisch wichtige Anordnung mit zylindrischer Anode, bei der die Glühdrähte auf der Mantelfläche eines mit der Anode koaxialen Zylinders in gleichen Abständen verteilt sind. Gleichzeitig werden Ort und Größe des Kraftminimums innerhalb des Anodenzylinders bestimmt, da man an diese Stelle bei der Röhrenkonstruktion die Glühdrähte anordnen muß.

Es ergibt sich, daß die Kraft auf einen Glühdraht bei Vorhandensein von 5 Glühdrähten ein Maximum hat und mit zunehmender Drahtzahl gegen Null geht. Bei Vorhandensein einer zentralen, auf dem Kathodenpotential befindlichen Metallstütze tritt eine beträchtliche Vergrößerung der Kraft für Anordnungen mit weniger als 5 Glühdrähten ein, während der Einfluß der Stütze bei mehr als 10 Drähten praktisch zu vernachlässigen ist. An einem Zahlenbeispiel, berechnet für ein praktisch ausgeführtes Rohr für 100 kV mit 10 Glühdrähten, wird die Kraft zu ca. 2 g pro Zentimeter Drahtlänge berechnet, die sich bei Vorhandensein einer Zentralstütze um 7% erhöht.

(Anm. d. Ref.: Aus dem bekannten Zusammenhang zwischen der nach den Formeln d. Verf. berechneten Gesamtseitenkraft und der Längskraft bei einer bestimmten noch zulässigen Durchbiegung des Drahtes läßt sich mit Hilfe der dem Praktiker geläufigen Werte der Belastbarkeit von Kathodendrähten verschiedenen Durchmessers für die betreffende Arbeitstemperatur ohne weiteres die maximal zulässige Beanspruchung der Kathodenanordnung berechnen.) W. Espe.

Digitized by Google

Band 33 März 1929 Heft 3



# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

**Gegründet 1907**

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

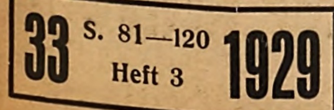
herausgegeben von

Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. **Mauz**




1 9 2 9


33 S. 81—120 Heft 3 1929

*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google




# Telefunken

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.

**Berlin, Hallesches Ufer 12**




liefert alle für drahtlose Telegraphie und Telephonie erforderlichen Geräte entsprechend dem neuesten Stand der Technik

**Vollständige Sende- und Empfangsanlagen jeder Reichweite für den Nachrichten- und Sicherungsdienst im Land-, See- und Luftverkehr**

**Funkpeilanlagen und Navigationssender**

**Einrichtungen für Telephonie längs Hochspannungsleitungen mittels Hochfrequenz**

**Rundfunksender jeder Leistung**

**Sende-, Verstärker- und Gleichrichter-Röhren**

**Empfänger und Röhren für den Rundfunk**

**50**

**JAHRE**

**ELEKTRISCHE MESSGERÄTE**

1879 1. März 1929

Optische Anstalt,

*physikalisch-astronomische Werkstätte*

„Würzburg."

Unter diesem Namen eröffnete Eugen Hartmann am 1. März 1879 in Würzburg eine Werkstätte zum Bau physikalischer Apparate auf Anregung von Friedrich Kohlrausch. Dadurch wurde der Grundstein zu unserer Unternehmung gelegt. Wir werden in diesem Gedenkjahr des 50jährigen Bestehens einige Rückblicke geben auf die Entwicklung der elektrischen Meßtechnik, soweit wir durch eigene Schöpfungen daran beteiligt waren.

# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT A M**




Digitized by Google

**Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie**

**Zeitschrift für Hochfrequenztechnik**

## INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.
Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Untersuchungen an Drosseln mit geschlossenem Hypernik-Kern.

Von **P. Hermanspann**[1]).

**Inhaltsübersicht.**

1. Messungen bei konstanter Frequenz.
2. Die Frequenzabhängigkeit von Selbstinduktion und Verlustwiderstand.
3. Eine Eigentümlichkeit der Gleichstromüberlagerung.
4. Schwierigkeit bei der Bestimmung der wirklichen Wechselfeldstärke.

Zusammenfassung.

Hypernik ist der Name einer modernen amerikanischen Eisen-Nickel-Legierung, die in Amerika fabriziert wird und ausgezeichnete magnetische Eigenschaften besitzt. Wir erhielten die zur Untersuchung benötigten Hypernik-Bleche von der Westinghouse Co. durch die gütige Vermittlung der Siemens-Schuckert-Werke.

Empfohlen wird die Verwendung von Hypernik für Stromwandler, da durch seine hohe Anfangspermeabilität und seine geringen Ummagnetisierungsverluste Uebersetzungs- und Phasenfehler klein werden[2]). Von Bedeutung ist Hypernik ferner für die Fernmeldetechnik, wo Eisenlegierungen mit hoher Anfangspermeabilität besondere Vorteile bieten.

In Bezug auf diese Anwendungen sind die Eigenschaften von Hypernik bekannt. Die vorliegenden Untersuchungen sollen zeigen, wie sich Spulen mit geschlossenem Hypernik-Kern in Schwingungskreisen verhalten.

1) Dissertation der Tech. Hochschule München (I. Teil).
2) E. T. Z. **43**, S. 1575, 1927.

1. Messungen bei konstanter Frequenz.

Die Kerne hatten die im Bild 1 angegebenen Dimensionen. Die Dicke eines einzelnen Bleches betrug einschließlich Lackisolierung 0,39 mm. Die einzelnen Bleche eines Kernes wurden nicht durch Bolzen verbunden, sondern nur sehr fest miteinander verschnürt. Außerdem wurden die einzelnen

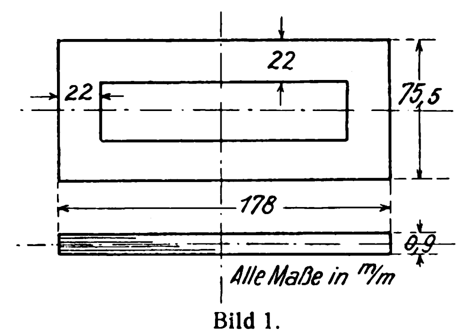



Bild 1.

Bleche noch durch zwischengelegtes Oelpapier getrennt, so daß Wirbelströme nur innerhalb der Bleche fließen konnten.

Die Messungen wurden nach der von R. Strigel[3]) angegebenen Nullmethode durchgeführt, und zwar zunächst mit Wechselstrom der Frequenz 500/sec. Der magnetisierende Strom wurde durch eine Resonanzleitung mit sehr großer eisenfreier Selbstinduktion praktisch sinusförmig gestaltet. Die Ergebnisse dieser Messungen zeigen die Bilder 2 und 3, und zwar sowohl ohne Gleichstromvormagnetisierung (Kurven *a*),

3) Jahrbuch der drahtl. Tel. **29**, S. 10, 1927.

Digitized by Google

als mit den Gleichstromvormagnetisierungen von 0,24 Gauss (Kurven *b*), 0,94 Gauss (Kurven *c*), 1,88 Gauss (Kurven *d*).

In diesen Bildern sind als Abszissen die Effektivwerte der Wechselstromfeldstärke und als Ordinaten

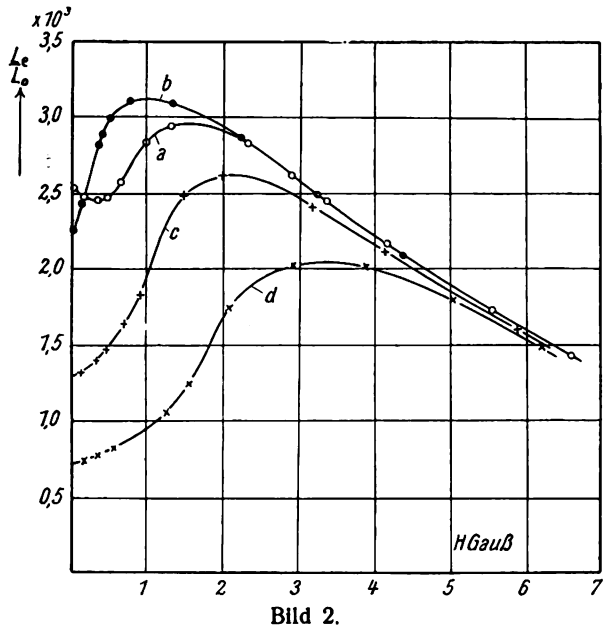


Bild 2.

die Verhältnisse $\frac{L_e}{L_o}$ (Bild 2) und $\frac{R_e}{L_o}$ (Bild 3) aufgetragen[4]). Darin bedeutet $L_e$ die Selbstinduktion der Drossel und $R_e$ ihren Verlustwiderstand. $R_e$ und $L_e$ sind definiert durch die Beziehung

$$e = i\,(R_e + j\,\omega\,L_e),$$

worin *i* den sinusförmigen Strom, *e* die Grundschwingung der Spannung an der Drossel bedeutet.

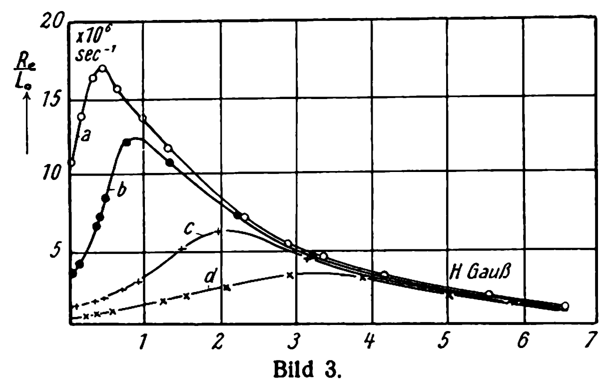


Bild 3.

Die Größe $L_o$[4]) ist eine Rechengröße, die physikalisch die Induktivität der Drossel bedeutet für den Fall, daß der Eisenkern fortgenommen würde und die geometrische Form des magnetischen Feldes dabei unverändert bliebe. Die Einführung der Verhältnisse $\frac{L_e}{L_o}$ und $\frac{R_e}{L_o}$ hat also den Vorteil, daß man Werte erhält, die nur vom Material und von der Feldamplitude abhängen; sie lassen sich leicht mit den entsprechenden Werten anderer Materialsorten vergleichen.

Der allgemeine Charakter der Kurven $\frac{R_e}{L_o}$ (Bild 3) weicht wenig ab von den entsprechenden Kurven, die R. Strigel für hochlegiertes Dynamoblech fand. Dagegen zeigt die Kurve $\frac{L_e}{L_o} = f(H_{eff})$ (Bild 2) für schwache Felder ein ganz verschiedenes Verhalten. Während bei Dynamoblech die Eiseninduktivität von einem ziemlich niedrigen Wert für die Feldstärke $H = 0$ zu einem scharf ausgeprägten Maximum ansteigt, zeigt die Hypernik-Kurve für kleine Feldstärken einen Wert, der nicht viel kleiner ist als der maximale. Merkwürdig ist auch das Minimum bei ungefähr 0,35 Gauss[5]).

Der eigentümliche Unterschied der Werte $\frac{L_e}{L_o}$ bei Hypernik und normalem Dynamoblech zeigt sich natürlich auch schon in der statischen Magnetisierungskurve, und zwar in der Weise, daß die $\mathfrak{B}$-$\mathfrak{H}$-Kurve bei Hypernik sehr steil ansteigt. Die Bilder 4

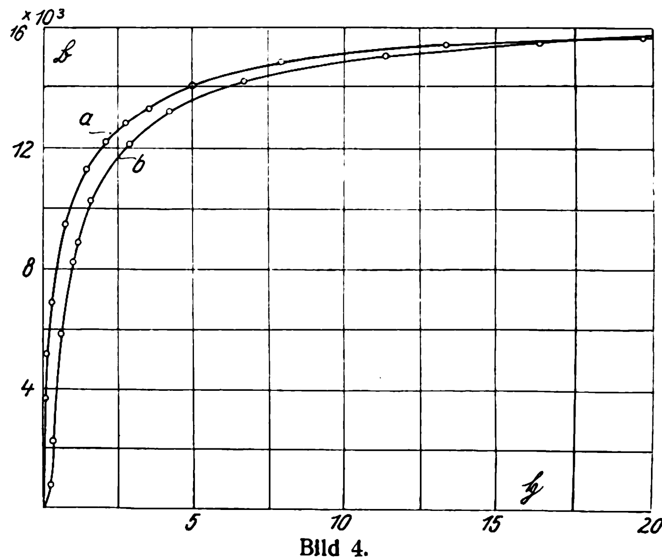


Bild 4.

und 5 zeigten die ballistisch aufgenommenen Magnetisierungskurven für Hypernik und hochlegiertes Dynamoblech. Die Vorteile von Hypernik zeigen sich also eigentlich nur bei sehr schwachen Feldern.

## 2. Die Frequenzabhängigkeit von Selbstinduktion und Verlustwiderstand.

Um die Frage der Frequenzabhängigkeit von Selbstinduktion und Verlustwiderstand bei Hypernik-Kernen zu untersuchen, wurde die Abhängigkeit $\frac{L_e}{L_o} = f(H)$ und $\frac{R_e}{L_o} = f(H)$ für verschiedene Frequenzen aufgenommen. Die Bilder 6 und 7 zeigen das Ergebnis. Die Frequenzabhängigkeit zeigt sich also in der Weise, daß die Selbstinduktionswerte mit steigender Frequenz stark abnehmen und die Verlustwiderstände stark zunehmen.

Zweifellos sind für diese Zu- bzw. Abnahme die Wirbelströme in den Blechen allein oder in erster

4) H. Winter-Günther, Jahrb. der drahtl. Tel. 29, S. 10, 1927

5) Nach H. Winter-Günther (l. c.) läßt sich die Selbstinduktion der Eisendrossel in folgender Form darstellen:

$$\frac{L_e}{L_o} = \frac{2}{T}\int_0^T \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}} \cos^2 \omega\, t\, dt$$

Für $\frac{L_e}{L_o}$ ist also in erster Linie die Größe von $\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}}$ maßgebend.

Digitized by Google

Linie verantwortlich zu machen: die Art, wie die Induktivität und der Verlustwiderstand von der

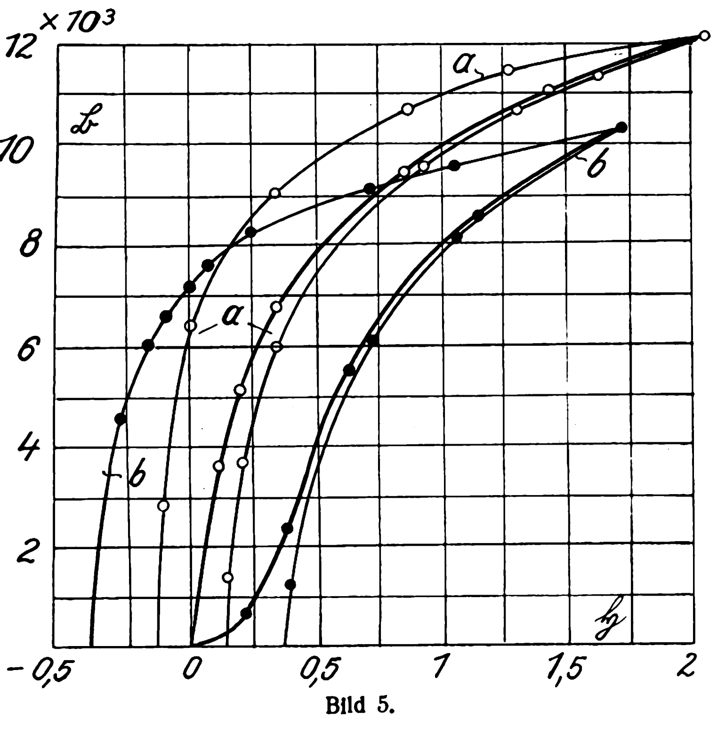



Bild 5.

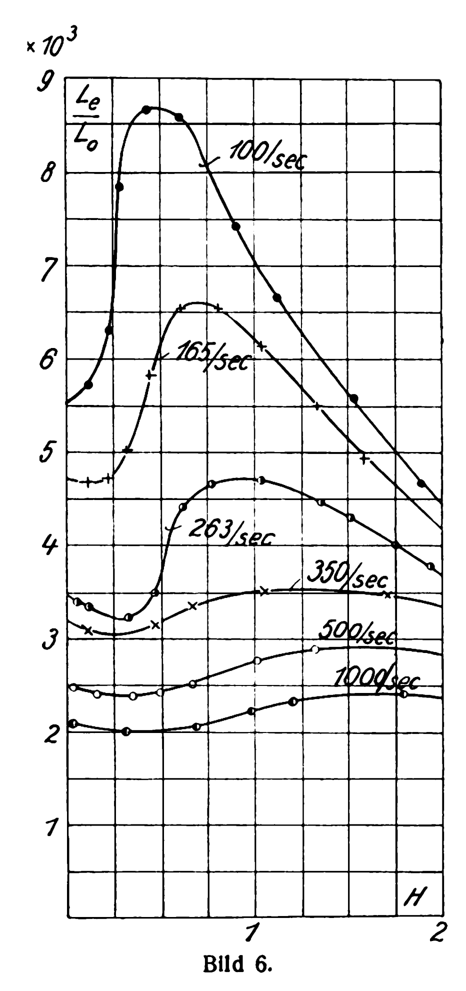



Bild 6.

Frequenz abhängt, kann kaum anders gedeutet werden. Es war bedauerlich, daß uns keine dünneren Bleche zur Verfügung standen.

### 3. Eine Eigentümlichkeit der Gleichstromüberlagerung.

Bei Spulen mit Kernen aus Dynamoblech drückt Gleichstrommagnetisierung sowohl die Selbstinduktionswerte wie auch die Verlustwiderstände für gegegebene Wechselstromfeldstärke herab. Wie aus

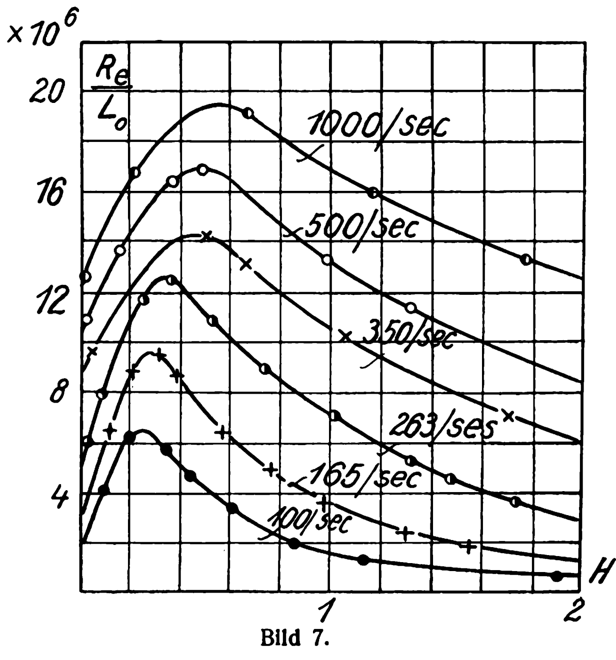



Bild 7.

den Kurven im Bild 2 hervorgeht, kann dagegen die Selbstinduktion einer Hypernikdrossel durch eine schwache überlagerte Gleichstrommagnetisierung erhöht werden. Besonders deutlich tritt dies im Bild 8

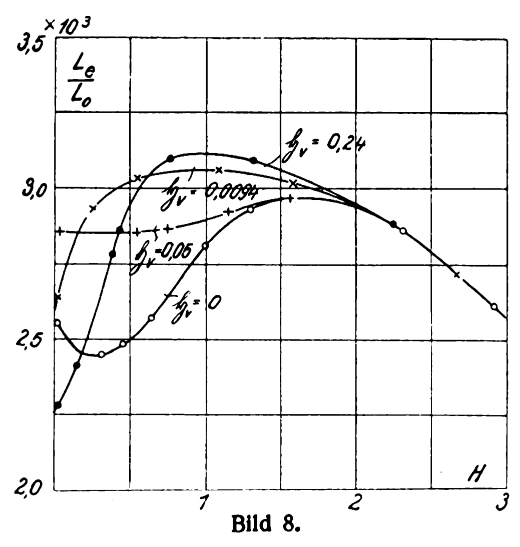



Bild 8.

hervor, das sich auf schwache Gleichstrommagnetisierung bezieht.

Diese Erscheinung nimmt aber nach kleinen Frequenzen zu ab. Bei 100 Perioden/sec läßt sich die Erhöhung der Selbstinduktion bei Gleichstromüberlagerung durch direkte Messung ihres Betrages nicht mehr sicher feststellen.

Es wurde nun versucht, mit einer Anordnung, die im Bild 9 wiedergegeben ist, diese Erscheinung auch für 50 Perioden/sec, wenigstens qualitativ, nachzuweisen. $D$ ist die Hypernikdrossel, deren Win-

Digitized by Google

dungen $w_1$ über eine Resonanzleitung $X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$ und ein Amperemeter mit 50-periodigem Wechselstrom magnetisiert wurden. Die Gleichstromquelle $E$ magnetisiert die Drossel $D$ vor über zwei große Drosselspulen $D_s$. Die Klemmen der Drosselwicklung $w_1$ liegen an Gitter und Kathode

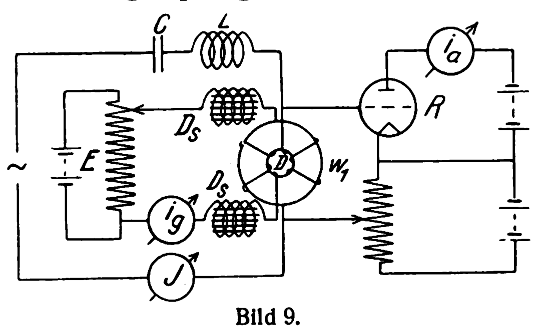



Bild 9.

einer Dreielektroden-Röhre $R$. Variiert man die Spannung zwischen Gitter und Kathode, so äußert sich dies in bekannter Weise durch Aenderung des Anodengleichstroms $i_a$.

Für den Anodenstrom wurde ein Zeiger-Galvanometer von Hartmann & Braun verwandt mit einer Empfindlichkeit von $3{,}6 \cdot 10^{-6}$ Amp./Skalenteil.

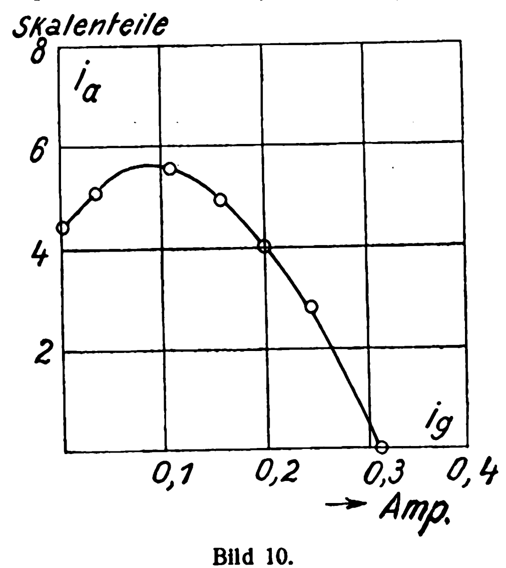



Bild 10.

Bei konstanter Gittervorspannung und konstantem Wechselstrom $J$ wurde nun die Gleichstrommagnetisierung geändert und in Abhängigkeit davon der Anodenstrom $i_a$ gemessen (Bild 10). Eine schwache Erhöhung des Anodenstromes ist festzustellen. Das bedeutet aber, daß auch hier eine Vergrößerung der Selbstinduktion eintrat.

### 4. Schwierigkeit bei der Bestimmung der wirklichen Wechselfeldstärke.

Bei allen hier angeführten Messungen wurde die Stärke des Wechselfeldes aus dem Effektivwert $J_{eff}$ des Wechselstroms bestimmt, der die Windungen $w_1$ durchströmte:

$$H_{eff} = k \cdot w_1 \cdot J_{eff}.$$

Dabei ist $k$ der Proportionalitätsfaktor zwischen Feld und magnetisierenden Amperewindungen. Nun ist es aber auffällig, daß in den Bildern 6 und 7 die Maxima der Kurven mit zunehmender Frequenz zu größeren Feldstärken verschoben werden. Die Lage des Maximums von $\frac{L_e}{L_o}$ ist bedingt durch die Beziehung zwischen $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$, die sich im Bereich der untersuchten Frequenzen kaum ändert[6]). Die Verschiebung der Maxima zu größeren Feldstärken kann also nur eine scheinbare sein und hat folgende Ursache:

Die Magnetisierungskomponente $J_{1m}$ des magnetisierenden Stromes liegt stets in Phase mit dem magnetischen Flusse $\Phi$. Senkrecht auf $J_{1m}$ bzw. $\Phi$ steht die induzierte Spannung $E$. Wegen der auftretenden Eisenverluste muß aber eine Stromkomponente vorhanden sein, die senkrecht zu $J_{1m}$ verläuft, da sie mit der Spannung Arbeit leisten muß ($J_{1w}$). Der gesamte Strom $J_{10}$, den der Strommesser anzeigt, ist demnach

$$J_{10} = \sqrt{J_{1m}^2 + J_{1w}^2}.$$

Der Strom ($J_{1m}$), der für das magnetische Feld maßgebend ist, ist also kleiner als der gemessene Strom ($J_{10}$), und zwar um so kleiner, je größer $J_{1w}$ oder je größer die Verluste sind.

Da mit höherer Periodenzahl die Eisenverluste zunehmen, wird das Feld, das einem bestimmten gemessenen Strom entspricht, kleiner.

## Zusammenfassung.

1. Bei Spulen mit einem Kern aus Hypernikblechen wird die Induktivität und der Verlustwiderstand in Abhängigkeit von der Feldstärke untersucht und die erhaltenen Kurven mit entsprechenden bei legierten Dynamoblechen verglichen.

2. Induktivität und Verlustwiderstand werden in Abhängigkeit von der Frequenz und in Abhängigkeit von einer überlagerten Gleichstrommagnetisierung gemessen. In letzterer Beziehung zeigt sich, daß es möglich ist, die Induktivität einer Spule mit Hypernik-Kern durch Ueberlagerung einer Gleichstrommagnetisierung zu erhöhen.

3. Zuletzt wird auf die Schwierigkeiten bei der Bestimmung der wirklichen Feldstärke hingewiesen.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen am 15. September 1928.)

[6]) W. Kaufmann und E. Poker, Phys. Ztschr. 25, S. 597, 1925.

Digitized by Google

# Ueber die Ausbreitung der kurzen Wellen bei kleiner Leistung im 1000 Kilometer-Bereich.

Von **K. Krüger** und **H. Plendl.**

124. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof, (Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik).

**Inhaltsübersicht.**

Geräte.

Versuche:
- a) bei gleichbleibender Entfernung;
- b) bei veränderlicher Entfernung.

Zusammenfassung.

---

In früheren Veröffentlichungen[1]) wurde von der Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt bereits auf die Vorteile hingewiesen, welche die Verwendung der kurzen Wellen im Flugfunkverkehr gegenüber den bisher ausschließlich benutzten langen Wellen mit sich bringt. Als solche Vorzüge erwiesen sich schon bei den ersten Versuchen die großen Reichweiten, welche mit Geräten von verhältnismäßig kleinen Abmessungen und Gewichten erzielt wurden.

Es lagen bisher zwar eine große Anzahl von Untersuchungen[2]) über die Ausbreitung der kurzen Wellen auf sehr große Entfernungen vor. Für den heutigen Luftverkehr mit Flugzeugen kommen aber Entfernungen bis zu etwa 500 km und in Ausnahmefällen bis zu 1000 km in Betracht, welche von den Bordfunkstellen durchgehend überbrückt werden sollen. Systematische Untersuchungen über die hierfür geeigneten Wellenlängen und erforderlichen Senderleistungen sind jedoch bisher nicht bekannt geworden.

Die Funkabteilung stellte sich daher die Aufgabe, eine Klärung dieser Fragen herbeizuführen. Es kam dabei vor allem auf die Untersuchung der Frage an, ob es möglich ist, mit einer einzigen Welle bzw. einem mehr oder minder breiten Wellenband den gesamten Entfernungsbereich durchgehend zu überbrücken, ohne durch das Auftreten von Schwächungszonen wesentlich beeinträchtigt zu sein. Ferner war der Einfluß der Leistung sowie der Tages- und Jahreszeit auf die Ausbreitung dieser Wellen zu ermitteln.

**Geräte.**

In Tafel I sind die bei den jetzigen Versuchen benutzten Geräte zusammengestellt.

Das unter Nr. 1 in der Tafel genannte Lorenzgerät erzeugt seine Hochfrequenzenergie in einer einzigen quarzgesteuerten Stufe. Damit ist seine untere Wellengrenze auf etwa 40 m festgesetzt, da Quarzkristalle mit heutigen Mitteln nur bis zu dieser Wellenlänge herab betriebssicher hergestellt werden können. Die Tastung erfolgt dabei durch Unterbrechung der Anodenspannung, so daß die Quarzschwingung bei jedem Niederdrücken der Taste von neuem einsetzen muß. Diese Art der Tastung hat zwei Nachteile: Durch den Stoß beim Einsetzen wird unter Umständen statt der Hauptwelle eine von den Nebenwellen des Quarzes, wie diese bei Kristallen geringer Abmessungen häufig auftreten, angeregt, was im Empfänger einem Umspringen des Tones bis zur Unhörbarkeit entspricht. Ferner macht sich im Empfang die beim Einschwingen leicht auftretende geringe Frequenzänderung als Tonänderung störend bemerkbar, besonders bei schnellem Tempo.

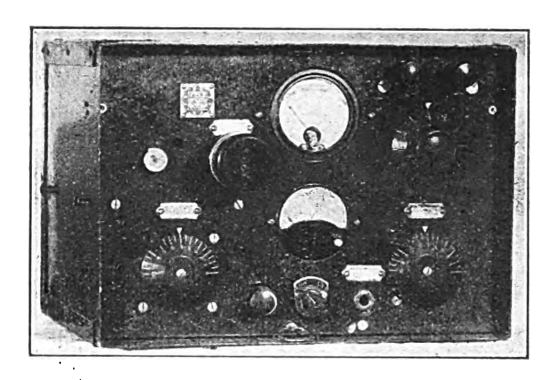


Bild 1.
Flugzeug-Kurzwellensender Bauart DVL-Telefunken
(verbesserte Ausführung)

Zur Behebung dieser Nachteile wurde zunächst der unter Nr. 2 in Tafel I beschriebene 2-Watt-Flugzeug-Kurzwellensender entwickelt. Dieses Gerät besteht nach Schaltart b (Tafel I) aus zwei Stufen. Die erste Stufe wird von einem Quarzkristall gesteuert und hat einen Wellenbereich von 40 bis 80 m. In der zweiten Stufe wird die Quarzfrequenz verdoppelt, die untere Wellengrenze also auf 20 m herabgedrückt. Getastet wird bei diesem Gerät die Anodenspannung (etwa 200 Volt) in der Verdoppelungsstufe, während sich die quarzgesteuerte Stufe dauernd im Schwingungszustand befindet. Der von einem solchen Sender im Empfänger erzeugte Ueberlagerungston ist völlig rein und frequenzkonstant, hebt sich daher aus den Störgeräuschen gut heraus und ist auch für schnelles Telegraphiertempo gut geeignet. Dieser Vorteil wäre auch dann vorhanden, wenn man in der getasteten zweiten Stufe an Stelle der Frequenzverdoppelung etwa eine Leistungsverstärkung bei der Quarzfrequenz vornähme. In diesem Falle wäre aber in den Pausezeiten, d. h. bei gehobener Taste, die Kopplung der durchschwingenden Quarzstufe auf die Antenne zu groß infolge der auf die Quarz-Welle abgestimmten Kreise des Verstärkers. Beim Tasten eines solchen Senders würde daher der Ueberlagerungston im Empfänger während der Pausezeiten nicht aussetzen, sondern nur seine Intensität verringern. Dies würde aber die Lesbarkeit der Zeichen erschweren.

---

[1]) H. Faßbender, K. Krüger u. H. Plendl, Naturwissenschaften 15, S. 357, 1927; H. Plendl, Zeitschr. f. techn. Physik 11, S. 456, 1927; H. Faßbender, Luftfahrtforschg. 1, S. 121, 1928. K. Krüger, H. Plendl, Jahrb. d. drahtl. Tel. 31, S. 169. 1928;

[2]) Literaturzusammenstellungen bei: A. Sacklowsky, E.N.T. 4, S. 62, 1927; R. Mesny, Les Ondes Electriques Courtes, Paris, 1927; R. Mesny, L'Onde Electrique 76, S. 129, 1928; L. W. Austin, Proc. Inst. Rad. Eng. 16, S. 348, 1928.

Digitized by Google

Tafel I.

**Zusammenstellung der verwendeten Geräte.**

| Nr. | Bezeichnung der Geräte | Hersteller | Schaltart | Wellenbereich m | Antennen-Leistung des Senders Watt | Gewicht ohne Batterien kg | Abb. Nr. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | Eintornisterstation SERKT 127 Sender: | C. Lorenz A.-G. | quarzgesteuert, einstufig, ohne Zwischenkreis . . . . . . . . . . . . . | 40—60 | 2 | } 5,7 | |
| | Empfänger: | | Audion, 2 Niederfrequenzstufen . . . | 30—60 | — | | |
| 2 | Flugzeug-Kurzwellensender (erste Versuchsausführung) | Telefunken G. m. b. H. in Zusammenarbeit mit DVL-Funk-Abt. | a) quarzgesteuert, einstufig, mit Zwischenkreis . . . . . . . . . . . . | 40—80 | 2 | 2,2 | |
| | | | b) quarzgesteuert, zweistufig mit Frequenzverdoppelung . . . . . . . | 20—40 | 2 | 4,5 | |
| 3 | Flugzeug-Kurzwellensender (verbesserte Ausführung) | dto. | quarzgesteuert, zweistufig mit Frequenzverdoppelung . . . . . . . . . | 30—70 | 2 | 4,0 | 1 und 2 |
| 4 | Laboratoriumssender | DVL-Funk-Abt. | quarzgesteuert, zweimalige Frequenzverdoppelung, Leistungsverstärkung . . | 10—60*) | 10 oder 60 | 14,4 | |
| 5 | Großstation-Kurzwellenempfänger Gr. 98 spez. | Telefunken G. m. b. H. | Audiongegentakt, 3 Niederfrequenzstufen | 11—80*) | — | 14,3 | |
| 6 | Flugzeug-Kurzwellenempfänger | dto. | Audion, 3 Niederfrequenzstufen . . . | 30—70 | — | 5,0 | 3 |
| 7 | Großstations-Kurzwellenempfänger E. R. K. 327 | C. Lorenz A.-G. | Audion, 2 Niederfrequenzstufen . . . | 12—100*) | — | 12,1 | |
| 8 | Gleichrichtermeßgerät | DVL-Funk-Abt. | Gittergleichrichtung mit Meßinstrument im Anodenkreis . . . . . . . . | — | — | 2,2 | |

*) mit Wechselspulen.

Die quarzgesteuerte erste Stufe kann auch allein verwendet werden, wobei aber die eingangs geschilderten Nachteile auftreten. Der zur Behebung derselben erforderliche Mehraufwand durch Verwendung der Verdoppelungsstufe lohnt sich aber im allgemeinen für Betriebsgeräte. Daher wurde in der verbesserten Ausführung des Flugzeugkurzwellensenders (Nr. 3 in Tafel I) Quarzsteuerung und Frequenzverdoppelung in einem Kasten zusammengebaut. Der Wellenbereich der Verdoppelungsstufe beträgt 30 bis 70 m. Bild 1 zeigt eine Ansicht dieses Gerätes und Bild 2 das Prinzipschaltbild desselben.

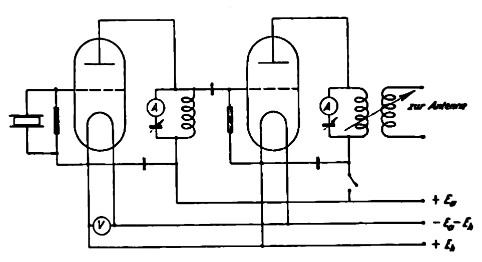



Bild 2.
Prinzipschaltbild eines quarzgesteuerten Senders mit Frequenzverdopplung.

Der Empfang im Flugzeug wird durch die vom umlaufenden Motor herrührenden Störungen wie Motor- und Propellerlärm, Erschütterungen und Zündfunken ziemlich erschwert. An einen guten Flugzeug-Kurzwellenempfänger werden daher besonders Anforderungen gestellt. Bei möglichst geringem Gewicht und Raumbedarf soll er eine sehr große Verstärkung geben, um den von außen auf das Ohr treffenden Störlärm zu übertönen. Ferner muß er stabil

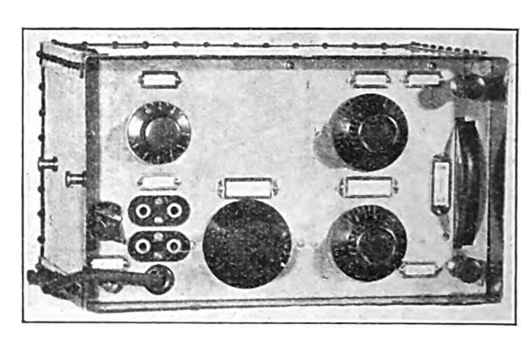


Bild 3.
Flugzeug-Kurzwellenempfänger Bauart DVL-Telefunken.

gebaut und gegen akustische Einflüsse geschützt sein, damit die stets vorhandenen mechanischen und akustischen Erschütterungen keine störende Einwirkung auf den Empfang hervorrufen. Hauptsächlich wegen der unvermeidlichen Zündgeräusche ist es von Wichtigkeit, daß man beim Empfang einen reinen, konstanten Ton erhält, der sich gut heraushebt. Durch Erfüllung dieser Forderung wird der Empfang in der fliegenden Maschine selbst dann noch nicht vereitelt, wenn die Zeichenstärke einmal etwas unter den verhältnismäßig hohen Störspiegel sinken sollte.

Für den größten Teil der Empfangsbeobachtungen im Flugzeug wurde der unter Nr. 5 aufgeführte Empfänger verwendet. Derselbe stellt eine Spezialausführung des Telefunken-Großstations-Empfängers dar, und unterscheidet sich von letzterem dadurch, daß er statt des Ueberlagerers eine dritte Niederfrequenz-Verstärkerstufe und statt des Kupferkastens einen

Digitized by Google

leichteren Aluminiumkasten erhielt. Dieser Empfänger bewährte sich im allgemeinen gut, ergab aber keinen reinen Ueberlagerungston bei den Erschütterungen im Flugzeug. Ueber Zwischenstufen führte die Entwicklung zu dem in Tafel I unter Nr. 6 aufgeführten und in Bild 3 gezeigten Flugzeug-Kurzwellenempfänger, der bei gleicher Empfindlichkeit im Gewicht und Raumbedarf bedeutend verbessert und auch in bezug auf Erschütterungen erheblich unempfindlicher geworden ist.

Die im folgenden Kapitel behandelten Untersuchungen dienten außer der Schaffung von Beobachtungsmaterial über Ausbreitungsvorgänge auch der Entwicklung und Erprobung der oben beschriebenen Geräte.

### Gang der Versuche und Ergebnisse.

Zur Lösung der eingangs erwähnten Aufgabe war es notwendig, die Versuche in folgender Weise einzuteilen.

Bei gleichbleibender Entfernung wurde die Zeichenstärke in Abhängigkeit von der Tageszeit beobachtet mit verschiedenen Wellenlängen als Parameter. Außerdem wurden hierbei verschiedene Flugzeugantennen verglichen. Die Sendeleistung betrug im allgemeinen 2 Watt.

Bei veränderlicher Entfernung wurde deren Einfluß auf die Zeichenstärke untersucht mit verschiedenen Wellenlängen als Parameter. Diese Beobachtungen wurden im allgemeinen nur bei vollem Tageslicht auf der ganzen Strecke vorgenommen. Sie verteilen sich über ein ganzes Jahr. Als Antennen wurden hierbei stets Horizontal-Dipole verwendet. Die vom Sender auf die Antenne übertragene Leistung betrug immer etwa 2 Watt.

#### a) Versuche bei gleichbleibender Entfernung.

Diese Versuche wurden zum großen Teil von zwei ortsfesten Stationen ausgeführt, deren eine in Berlin-Adlershof lag, während sich die andere in München befand. Die Entfernung beider Stellen von einander betrug 500 km. Gesendet wurde im allgemeinen von Adlershof aus, während in München der Empfang beobachtet wurde. Um die Sendestelle in Adlershof über die jeweiligen Empfangsergebnisse ständig zu unterrichten, war in München neben dem Empfänger ein kleiner 2-Watt-Sender aufgestellt, der auf Anfragen sofort Nachrichten durchgeben konnte. Für die Vergleiche an Flugzeugantennen wurden über einer der beiden Stationen Rundflüge ausgeführt, während die andere Station den Empfang beobachtete, so daß die Entfernung zwischen Sender und Empfänger praktisch konstant blieb.

Die bei den Versuchen benutzten Sender waren in Adlershof im Hauptgebäude der Funkabteilung aufgestellt, dessen Einrichtungen in früheren Arbeiten[3]) beschrieben sind. Soweit in Adlershof Empfangsbeobachtungen in Frage kamen, wurden diese zur Vermeidung von Störungen in einem abseits stehenden Empfangshäuschen vorgenommen. Dieses Häuschen war mit dem Hauptgebäude durch eine Doppelleitung verbunden, so daß die Sender auch von dieser Beobachtungsstelle aus getastet werden konnten.

Auch in München waren die Geräte in einem eigenen kleinen Häuschen[4]) untergebracht. Die Antenne war hier ebenso wie in Adlershof ein Horizontaldipol von etwa 2 mal 8 m Länge mit bifilarer Energieleitung.

Die Versuche zwischen den beiden festen Stationen bezweckten vor allem die Schaffung von Beobachtungsmaterial über das Verhalten verschiedener Wellenlängen zu verschiedenen Tageszeiten. Es sollte festgestellt werden, ob und wieweit sich eine brauchbare Verbindung über den vollen Tag mit Leistungen von 1 bis 10 Watt auf 500 km Entfernung herstellen läßt. Die verwendeten Wellen lagen zwischen 30 m und 65 m, wobei die Sender ausschließlich mit ungedämpfter Telegraphie arbeiteten.

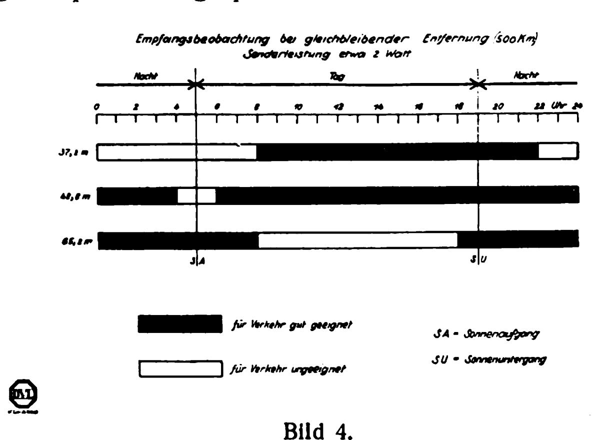



**Bild 4.**
**Darstellung der Empfangsbeobachtung bei gleichbleibender Entfernung.**

Bild 4 zeigt einen Ausschnitt aus den Ergebnissen dieser Versuche für die drei hauptsächlich benutzten Wellen 37,2 m, 48,6 m und 65,2 m. Die schwarz angelegten Stellen geben die Zeiten des brauchbaren Verkehrs auf diesen Wellen an, während zu den durch weiße Stellen gekennzeichneten Zeiten keine Verbindung oder nur eine sehr schwache zustande kam. Die angegebenen Figuren beziehen sich auf Mitte April. Sie ändern sich mit der Jahreszeit entsprechend der Tageslänge. Das Bild stellt lediglich eine schematische Zusammenfassung einer größeren Versuchsreihe dar und erhebt keinerlei Anspruch auf quantitative Bewertung.

Interessant ist, daß die in der Figur angegebenen Grenzen des Verschwindens und des Wiedererscheinens bei den kürzeren Wellen verhältnismäßig sehr scharf sind[5]). Der Uebergang von großer Lautstärke bis nahezu zur Unhörbarkeit vollzieht sich im allgemeinen in wenigen Minuten. Zu diesem Zeitpunkt wird der Empfang plötzlich sehr flackerig, d. h. die Schwunderscheinungen (Fadings) nehmen an Häufigkeit und Tiefe um ein vielfaches zu, während die Amplituden der Zeichenstärke rasch abnehmen. Die Empfangsintensität schwankt in dieser kritischen Zeit im Verlauf von wenigen Sekunden und zum Teil in

[3]) vergl. Fußnote 1 u. ferner H. Faßbender, Jahrb. d. drahtl. Tel. **30**, S. 173, 1927.

[4]) Dieses Häuschen stand auf dem Gelände der Elektrotechnischen Versuchswerkstätte G. m. b. H., welche auch die Hilfsmittel, wie Anodenakkumulatoren, Heizbatterien usw., zur Verfügung stellte.

[5]) vgl. auch R. A. Heising, Proc. Inst. Rad. Eng. **16**, S. 75, 1928; Ref. d. Jahrbuch **32**, S. 138, 1928.

Digitized by Google

Bruchteilen von Sekunden im Verhältnis 1:1000 und mehr.

## Aufstellung der Überlandflüge.

Tafel II.

| Lfd. Nr. | Datum | Tageszeit | λ Meter | Flugstrecke | Beobachtungsort |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2. VI. 28 | $12^{00}$—$13^{30}$ | 27,6 | Königsberg—Danzig | München |
| | 6. VI. 28 | $11^{15}$—$17^{45}$ | „ | Danzig—Adlershof | „ |
| 2 | 2. VI. 28 | $12^{00}$—$13^{30}$ | „ | Königsberg—Danzig | Adlershof |
| | 6. VI. 28 | $11^{15}$—$17^{45}$ | „ | Danzig—Königsberg | „ |
| 3 | 25. IV. 28 | $9^{00}$—$14^{30}$ | 32,6 | Adlershof—München | Adlershof |
| 4 | „ | „ | „ | „ „ | München |
| 5 | 27. IV. 28 | $9^{00}$—$14^{45}$ | „ | München—Adlershof | „ |
| 6 | „ | „ | „ | „ „ | Adlershof |
| 7 | 1. VI. 28 | $10^{15}$—$18^{30}$ | „ | Adlershof—Königsberg | „ |
| 8 | „ | „ | „ | „ „ | München |
| 9 | 19. III. 28 | $9^{00}$—$15^{00}$ | 37,2 | Adlershof—Königsberg | Adlershof |
| 10 | „ | „ | „ | „ „ | München |
| 11 | 23. III. 28 | $9^{15}$—$21^{45}$ | „ | Königsberg-Tempelhof | „ |
| 12 | „ | „ | „ | „ „ | Adlershof |
| 13 | 11. VII. 28 | $9^{30}$—$17^{30}$ | „ | Adlershof—Friedrichshafen | „ |
| 14 | 13. VII. 28 | $9^{30}$—$12^{30}$ | „ | Fürth—Adlershof | „ |
| 15 | 28. IX. 27 | $13^{15}$—$16^{45}$ | 40,0 | Norderney—Adlershof | Adlershof |
| 16 | 18. II. 28 | $11^{15}$—$12^{30}$ | „ | Hamburg—Adlershof | „ |
| 17 | 27. II. 28 | $13^{00}$—$17^{00}$ | „ | Adlershof—Danzig | „ |
| | 28. II. 28 | $10^{15}$—$13^{15}$ | „ | Danzig—Tilsit | „ |
| 18 | 27. II. 28 | $13^{00}$—$17^{00}$ | „ | Adlershof—Danzig | München |
| | 28. II. 28 | $10^{15}$—$13^{15}$ | „ | Danzig—Tilsit | „ |
| 19 | 6. III. 28 | $10^{00}$—$15^{00}$ | „ | Adlershof—München | Adlershof |
| 20 | 6. III. 28 | $10^{00}$—$15^{00}$ | 40,0 | Adlershof—München | München |
| 21 | 8. III. 28 | $12^{00}$—$15^{45}$ | „ | München—Schkeuditz | „ |
| 22 | „ | „ | | „ „ | Adlershof |
| | 9. III. 28 | $9^{30}$—$11^{00}$ | „ | Schkeuditz—Adlershof | „ |
| 23 | 26. VII. 28 | $9^{30}$—$17^{15}$ | „ | Adlershof—Köln | „ |
| 24 | 27. VI. 28 | $9^{45}$—$13^{15}$ | „ | Köln—Adlershof | „ |
| 25 | 18. VII. 28 | $8^{30}$—$12^{30}$ | 41,6 | Adlershof—München | Adlershof |
| 26 | 19. VII. 28 | $10^{00}$—$14^{30}$ | „ | München—Adlershof | „ |
| 27 | 31. VII. 28 | $9^{30}$—$16^{00}$ | „ | Adlershof—Köln | „ |
| 28 | 1. VIII. 28 | $10^{00}$—$13^{45}$ | „ | Köln—Adlershof | „ |
| 29 | 24. VIII. 27 | $13^{30}$—$14^{45}$ | 46,3 | Adlershof—Leipzig | Adlershof |
| 30 | „ | $14^{45}$—$15^{45}$ | „ | Leipzig—Adlershof | „ |
| 31 | 29. VIII. 27 | $10^{00}$—$12^{30}$ | „ | Adlershof—Hannover | „ |
| 32 | „ | $15^{15}$—$17^{00}$ | „ | Hannover—Adlershof | „ |
| 33 | 31. VIII. 27 | $9^{30}$—$14^{15}$ | „ | Adlershof—Köln | „ |
| 34 | 1. IX. 27 | $11^{30}$—$18^{15}$ | „ | Köln—Adlershof | „ |
| 35 | 7. IX. 27 | $11^{00}$—$15^{30}$ | „ | Adlershof—München | „ |
| 36 | 9. IX. 27 | $13^{45}$—$18^{30}$ | „ | München—Adlershof | „ |
| 37 | 13. X. 27 | $10^{45}$—$17^{15}$ | „ | Essen—Adlershof | Flugzeug zw. Stolp u. Adlershof |
| 38 | „ | „ | „ | „ „ | |
| 39 | 16. II. 28 | $10^{15}$—$13^{30}$ | „ | Adlershof—Hamburg | Adlershof |
| 40 | 7. X. 27 | $11^{00}$—$13^{30}$ | 49,8 | Adlershof—Hannover | Adlershof |
| 41 | „ | $15^{45}$—$17^{45}$ | „ | Hannover—Adlershof | „ |
| 42 | 12. X. 27 | $12^{00}$—$17^{30}$ | „ | Adlershof—Essen | Flugzeug zw. Stolp u. Königsberg |
| 43 | „ | „ | „ | „ „ | |
| 44 | 3. VIII 28 | $10^{15}$—$14^{30}$ | „ | Adlershof—Königsberg | Adlershof |
| 45 | 4. VIII. 28 | $7^{00}$—$11^{15}$ | „ | Königsberg—Adlershof | „ |
| 46 | 6. VIII. 28 | $11^{00}$—$17^{00}$ | „ | Adlershof—Friedrichshafen | „ |
| 47 | 5. IX. 28 | $10^{00}$—$16^{00}$ | „ | Friedrichshafen—Adlershof | „ |
| 48 | 2. X. 28 | $9^{15}$—$17^{30}$ | „ | Adlershof—Fehmarn | „ |
| 49 | 3. X. 28 | $10^{00}$—$15^{15}$ | „ | Fehmarn—Adlershof | „ |
| 50 | 8. VIII. 28 | $9^{15}$—$15^{00}$ | 52,7 | Friedrichshafen—Adlershof | Adlershof |
| 51 | 4. IX. 28 | $7^{15}$—$13^{45}$ | „ | Adlershof—Friedrichshafen | „ |
| 52 | 1. III. 28 | $10^{15}$—$15^{00}$ | 55,2 | Königsberg—Adlershof | München |
| 53 | „ | „ | „ | „ „ | Adlershof |

Kurzzeitige Aenderungen in der Intensität treten vielfach auch zu den anderen Zeiten, besonders um die Mittagszeit, auf, nur in erheblich geringerem Maße, etwa 1:10 und seltener 1:100, abgelesen am Meßinstrument. Mit Rücksicht auf die logarithmische Empfindlichkeit des Ohres machen sich Intensitätsschwankungen im Verhältnis 1:10 in der Hörbarkeit nur wenig bemerkbar. Zu anderen Zeiten, besonders in den Abend- und Nachtstunden, schwankte die Empfangsstärke nur in geringen Grenzen, etwa 1:1,5, in mehreren Fällen wurde sogar eine völlige Konstanz der Zeichenstärke über mehrere Stunden am Gleichrichtermeßgerät beobachtet.

Eine wesentliche Beeinträchtigung des Empfanges durch Luftstörungen war bei allen Beobachtungen kaum feststellbar, sofern nicht gerade in der Nähe der Beobachtungsstelle Gewitterstimmung herrschte. Die

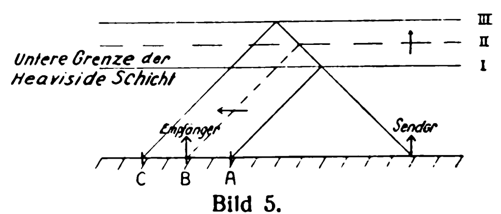



Bild 5.
Schemat. Darstellung des Grenzstrahles der Schwächungszone.

Zeichenstärke lag mit 2 bis 8 mA, maximal sogar 30 mA im allgemeinen erheblich über dem atmosphärischen Störspiegel, der selten über 0,05 mA hinausging. Unangenehm machten sich dagegen zeitweise Störungen örtlicher Herkunft (Kollektorfunken, Zündfunken u. a.) bemerkbar, die sich aber bei geeigneter Wahl des Beobachtungsortes weitgehend vermeiden ließen.

Ein Bild über die Ausbreitungs-Vorgänge könnte man sich etwa auf folgende Weise machen.

Die bei Nacht bzw. in den frühesten Morgenstunden auftretenden Fehlstellen der kürzeren Wellen (37,2 und 48,6 m in Bild 4) werden offenbar hervorgerufen durch eine Verschiebung der kleinsten Entfernung, bei welcher die Raumstrahlung zur Erdoberfläche zurückkehrt, d. h. durch ein nächtliches Auswandern der „Sprungentfernung" vom Sender weg. Diesen Vorgang kann man sich etwa so vorstellen, daß bei Nacht infolge der geringeren Ionisierung der tieferen Schichten die Wellenstrahlung erst in größerer Höhe zurückgebogen wird, als wie am Tage. Die schematische Darstellung des Bildes 5[6]) veranschaulicht diese Vorgänge. Die untere Grenze der H e a v i s i d e schicht rückt bei Nacht allmählich in die Höhe von I nach III, wodurch der innerste zur Sprungentfernung gehörende Strahl von *A* nach *C* wandert. Zu einem gewissen Zeitpunkt passiert dieser Grenzstrahl den Ort *B* des Empfängers, was ein rapides Absinken der Lautstärke zur Folge hat. Am Morgen läuft der Vorgang in umgekehrter Richtung ab und es erfolgt ein entsprechend rapides Zunehmen der Empfangslautstärke am Orte *B*. Es ist also nicht notwendig, anzunehmen, daß die plötzliche Lautstärkenänderung beim Verschwinden und Wie-

[6]) In der Abbildung ist der Übersichtlichkeit halber einfache Reflexion der Strahlen gezeichnet. Ferner ist zwecks Vereinfachung angenommen, daß sich der Grenzwinkel mit der Tageszeit nicht merklich ändert.


Digitized by Google

dererscheinen der Welle durch eine entsprechend plötzliche Höhenänderung der Heavisideschicht bedingt ist.

Im Gegensatz zu den bisher betrachteten kürzeren Wellen, bei denen der Empfang bei Nacht bzw. in den frühen Morgenstunden ausfällt, liegen bei den etwas längeren Wellen (z. B. 65,2 m in Bild 4) die Fehlzeiten um die Mittagsstunden herum. Der Uebergang erfolgt hier im Gegensatz zu den kürzeren Wellen allmählich. Die Ursache ist darin zu suchen, daß mit zunehmender Wellenlänge die Bodenwelle auf immer größere Entfernungen wirksam wird, während die innere Grenze der Raumstrahlen mehr an den Sender heranrückt, so daß sich Raumstrahlung und Bodenwelle überlappen. Es treten also Schwächungszonen, die, wie oben gezeigt, die Ursache für die plötzliche Lautstärkenänderung waren, hier nicht mehr auf.

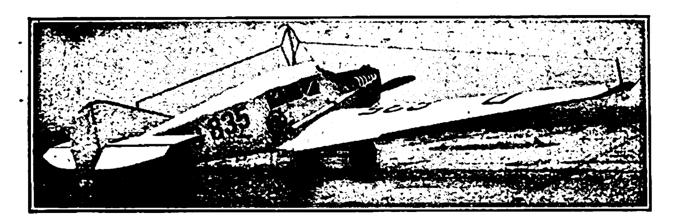


Bild 6.
**Flugzeug Junkers F 13 mit Kurzwellen-Dipol-Antenne (Drähte verstärkt nachgezeichnet).**

Ein ähnliches Ergebnis wie die oben beschriebenen Versuche zwischen den beiden festen Stationen hatten zahlreiche Rundflüge über Berlin-Adlershof und über Königsberg i. Ostpr., welche zu verschiedener Tageszeit und auch nachts ausgeführt wurden. Hierbei wurde mit verschiedenen Wellen aus der fliegenden Maschine gesendet und der Empfang in München beobachtet, wobei die Entfernung rund 500 bzw. 1000 km betrug. Es zeigte sich bei diesen Versuchen, daß die am Boden gewonnenen Erfahrungen sich weitgehend auf die Verbindung zwischen Flugzeug und Boden übertragen lassen. Bei den zahlreichen Aufstiegen und Landungen ergab sich ferner kein merklicher Unterschied im Empfang, wenn das Flugzeug am Boden oder in der Luft sendete. Ebenso konnte kein wesentlicher Einfluß der Höhe[7]), in welcher vom Flugzeug gesendet wurde, festgestellt werden.

Außerdem wurden bei diesen Rundflügen Vergleiche zwischen verschiedenen Arten von Sendeantennen durchgeführt. Der sonst stets verwendete Dipol wurde verglichen mit einer eindrähtigen Schleppantenne, die in einer Viertel-Welle bzw. Dreiviertel-Welle erregt wurde. Hierbei zeigte sich, daß der festverspannte Dipol der niemals ganz ruhig liegenden Schleppantenne in bezug auf Frequenzkonstanz, d. h. Reinheit des Ueberlagerungstones im Empfänger, grundsätzlich überlegen war. Bezüglich der Lautstärke war die Dreiviertel-Schleppantenne dem Dipol etwas überlegen, während die Einviertel-Schleppantenne bedeutend unterlegen war.

### b) Versuche bei veränderlicher Entfernung.

Während das vorhergehende Kapitel in erster Linie die Klärung der Kurzwellenausbreitung in Abhängigkeit von der Tageszeit zum Gegenstand hatte, dienen die im folgenden beschriebenen Versuche dazu, den Einfluß der Entfernung zwischen Sender und Empfänger auf die Empfangsstärke zu ermitteln. Für diesen Zweck standen Metallflugzeuge des Baumusters Junkers F 13 zur Verfügung[8]), die mit Dipolantennen ausgerüstet und mit entsprechenden Einbauten versehen waren. Die Außenansicht eines solchen Flugzeuges zeigt Bild 6, die Innenansicht mit dem neu entwickelten Kurzwellen-Sende- und Empfangsgerät für Flugzeuge stellt Bild 7 dar.

Mit diesen Flugzeugen wurden zahlreiche Ueberlandflüge nach verschiedenen Richtungen innerhalb Deutschlands durchgeführt, bei denen in der Hauptsache vom Flugzeug aus ungedämpft mit 2 Watt Leistung gesendet wurde. Die Empfangsbeobachtung wurde stets in Adlershof vorgenommen und vielfach gleichzeitig in München. Da bei allen Flügen Adlershof den Ausgangs- und Endhafen bildete, war bei Empfangsbeobachtungen von Berlin aus die größte Entfernung innerhalb Deutschlands auf etwa 600 km beschränkt. Um auch Untersuchungen auf größere Entfernungen ausdehnen zu können, ohne dabei Deutschlands Grenzen zu verlassen, wurden einige Flüge nach Königsberg bzw. Tilsit durchgeführt, wobei die Empfangsbeobachtung in München eine größte Entfernung von über 1000 km zuließ. Außer dem 2-Watt-Sender wurde bei den Flügen stets ein Empfänger mitgeführt, der einerseits zur Senderüberwachung diente, andererseits die Rückverbindung mit den beiden Beobachtungsstellen ermöglichte. Bei jedem dieser Ueberlandflüge wurde der eingebaute Flugzeugsender ständig in Betrieb gehalten. Die Tastung erfolgte automatisch durch einen mit Uhrwerk angetriebenen Zeichengeber. Außerdem wurden Standort- und Wettermeldungen durchgegeben.

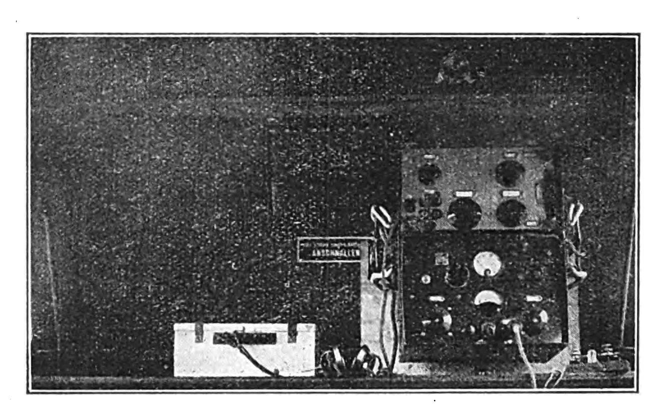


**Bild 7.**
**Kurzwellengerät im Flugzeug Junkers F 13.**

[7]) Ein ähnliches Ergebnis wurde auch bei langen Wellen (900 m) gefunden, vergl. F. Eisner, H. Fassbender u. G. Kurlbaum, Jahrb. d. drahtl. Tel. 31, S. 109, 1928. Allerdings ändert sich dies, wenn auf der Uebertragungsstrecke Gebirgszüge liegen, deren Schattenwirkung die Langwellenverbindung mitunter erheblich beeinflussen kann. Dagegen können bei der Kurzwellenverbindung dazwischen liegende Gebirgszüge keine Störung verursachen, da die hauptsächlich wirksame Raumstrahlung dieselben überbrückt, einerlei, in welcher Höhe das Flugzeug sich befindet.

[8]) Auch in einem Dornier-Wal, dessen Flächen Stoffbespannung trugen, wurden Versuchsflüge ausgeführt.

Digitized by Google

Bild 8 stellt die Beobachtungsergebnisse in Abhängigkeit von der Entfernung dar, wobei sich der Empfänger stets bei 0 befindet, während der Flugzeugsender als sich in Richtung der Abszisse bewegend vorzustellen ist. Jeder Empfangsbeobachtung eines Ueberlandfluges entspricht ein wagerechter Streifen, wobei die mit *A* bezeichneten in Adlershof aufgenommen sind, die mit *M* bezeichneten in München. Die Streifen sind durchlaufend numeriert

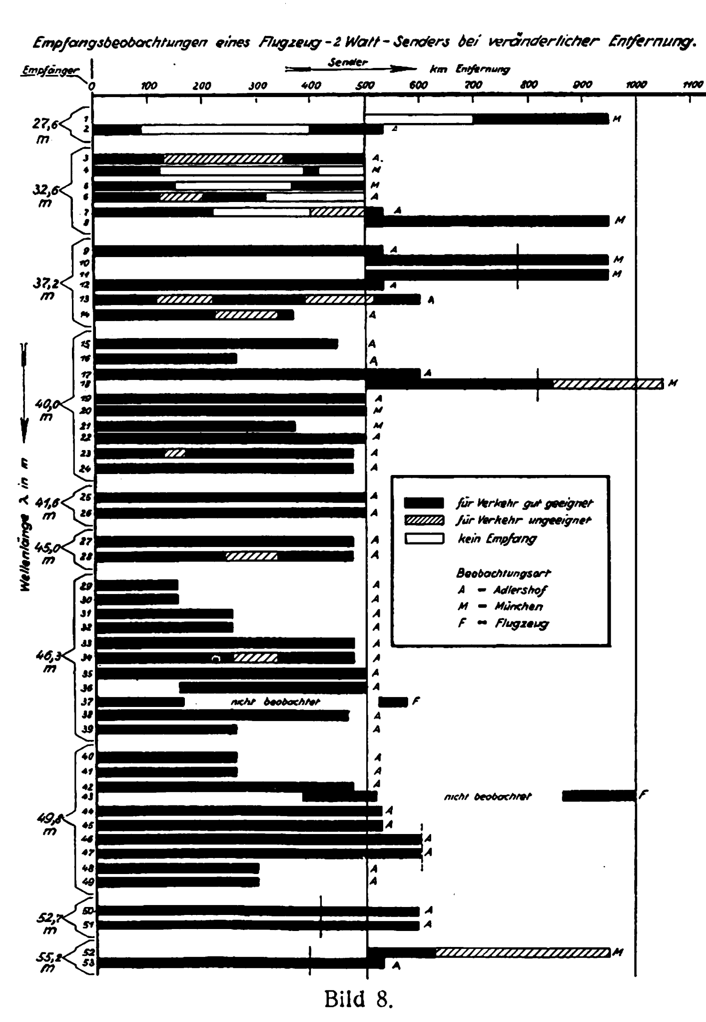



Bild 8.

und nach Wellenlängen geordnet. In der Darstellung entspricht der schwarz angelegte Teil einer für Verkehr gut brauchbaren Verbindung, die schraffierten Stellen bedeuten flackernden, unsicheren Empfang, während die weißen Stellen den empfanglosen Entfernungsbereich bezeichnen. Nähere Angaben zu den einzelnen Flügen, wie Datum, Tageszeit und Strecke, sind aus Tafel II zu ersehen.

Bei einem Ueberblick über die Darstellung des Bildes 8 tritt deutlich der wesentliche Unterschied zwischen den kürzeren und den längeren Wellen im Bereich von 27—55 m hervor. Die kleineren Wellen unterhalb etwa 38 m zeigen ausgeprägte Schwächungszonen, wogegen sie auf größere Entfernungen gut durchkommen. Zwischen etwa 40 m und 46 m treten Schwächungszonen nur noch vereinzelt auf, so daß die Sicherheit der Verbindung auf kleinere Entfernungen zunimmt. Bei größeren Wellen von etwa 50 m und darüber machen sich keine Schwächungszonen mehr bemerkbar. Dieses Wellenband (um 50 m) erwies sich daher als geeignet für eine ständige Verbindung über den Entfernungsbereich von etwa 600 km.

Bestätigt wurde dieses für das 50-m-Band günstige Ergebnis durch mehrere in Bild 8 nicht erwähnte Ueberlandflüge, bei welchen mit einem Empfänger im Flugzeug die Zeichenstärke eines stationären Senders beobachtet wurde. Dieser Sender arbeitete in der Mehrzahl der Fälle ungedämpft auf 48,6 m oder benachbarten Wellen mit etwa 60 Watt Antennenleistung. Von diesen Flügen erstreckten sich vier auf 600 km und ebensoviel auf 300—450 km Entfernung. Hierbei konnte mit genügend empfindlichen Empfängern (Audion und 3 N. F. V.) durchgehend eine genügende Zeichenstärke ohne Schwächungszonen beobachtet werden.

In Bild 8 liegen die Schwächungszonen bei den Wellen 27 m und 32 m etwa zwischen 100 und 400 km. Die beiden Grenzen dieser Zonen zeigen dabei ein völlig verschiedenes Verhalten: Während bei der inneren der Empfang allmählich abflaut, tritt bei der äußeren eine sprunghafte Aenderung der Lautstärke ein, entsprechend dem plötzlichen Einsetzen der Raumstrahlung. Im Gebiet der Schwächungszone tritt durchaus nicht immer ein völliges Auslöschen des Empfanges ein, mitunter bleibt vielmehr der Sender selbst mit dieser geringen Leistung von nur 2 Watt dauernd schwach hörbar. Ueberhaupt lassen sich für diese Zonen keine strengen Grenzen angeben, wie das Beispiel der Beobachtung 6 in Bild 8 zeigt: mitten in dem Bereich, das sich bei allen anderen Beobachtungen in diesem Wellenband als ausgeprägte Schwächungszone erwiesen hatte, kam hier über einen größeren Entfernungsbereich (ca. 120 km) eine gute Verbindung zustande.

Es ist durchaus anzunehmen, daß die hier bei 2 Watt Senderleistung beobachteten Zonen starker Schwächung oder völliger Empfangslosigkeit bei genügender Steigerung der Leistung etwa im Verhältnis 1:1000 bis 1:10 000 nicht mehr störend hervortreten würden entsprechend den früher[1]) mit großen Leistungen (8 kW) gemachten Erfahrungen. Bei den damaligen Versuchen mit großer Leistung wurde experimentell gezeigt, daß selbst bei erheblich kleineren Wellenlängen (15, 18 und 28 m) keine absolut toten Zonen feststellbar sind, im Gegensatz zu den Ergebnissen von Reinartz, Taylor-Hulburt und Heising[9]). Es wurden lediglich Zonen starker Schwächung der Empfangsstärke beobachtet, in Uebereinstimmung mit den etwa gleichzeitig veröffentlichten Untersuchungen von T. L. Eckersley[10]), die außer ähnlichen Beobachtungsergebnissen auch eine theoretische Begründung dieser Erscheinungen enthalten.

[9]) Reinartz, Q. S. T., **9**, S. 9, 1925; A. H. Taylor, Proc. Inst. Rad. Eng. **13**, S. 677, 1925; Rf. d. Jahrbuch **28**, S. 66, 1926; A. H. Taylor u. E. O. Hulburt, Q. S. T., **1**, S. 13, 1925; A. H. Taylor und E. O. Hulburt, Phys. Rev. **27**, S. 189, 1926; Rf. d. Jahrbuch **28**, S. 30, 1926; E. O. Hulburt, Journ. Frankl. Inst. **201**, S. 597, 1926; R. A. Heising, J. C. Schelleng und G. C. Southwort, Proc. Inst. Rad. Eng. **14**, S. 613, 1926; Ref d. Jahrbuch **29**, S. 92, 1927.

[10]) T. L. Eckersley, Journ. Inst. El. Eng. **65**, S. 600—644, 1927; vergl. auch A. H. Taylor, Proc. Inst. Rad. Eng. **15**, S. 707, 1927; Rf. d. Jahrbuch **31**, S. 57, 1928.

Digitized by Google

Bei der nächst höheren Welle von 37 m waren die Beobachtungsergebnisse sehr verschieden. Während sich im Falle 9 und 12 durchgehend ein schwächungsloser Empfang ergab, zeigten sich im Falle 13 und 14 Stellen unsicheren Empfanges. Der Unterschied kann in der verschiedenen Jahreszeit begründet sein: die ersten Beobachtungen sind Ende März, die letzteren Anfang Juli gewonnen.

Im anschließenden Wellenband 40 bis 46 m zeigten sich bei etwa 20 beobachteten Flügen nur noch in drei Fällen Schwächungszonen mit einer größten Länge von 90 km. Hierbei ist zu bemerken, daß sowohl auf der Sendeseite wie auch am Empfänger ausschließlich horizontale Dipolantennen verwendet wurden. Neuere Erfahrungen aber lassen es durchaus möglich erscheinen, daß bei Verwendung von Vertikalantennen oder einer Kombination verschiedener Antennenarten auf der Empfangsseite die oben erwähnten Schwächungszonen nicht in diesem Maße in Erscheinung getreten wären.

Abgesehen von diesen drei Ausfällen ergaben die Beobachtungen auf diesen Wellen und noch deutlicher diejenigen auf Welle 50 m durchgehend eine große Empfangslautstärke, die im allgemeinen einen sauberen Lautsprecherempfang lieferte. Es war stets möglich, mit dem Gleichrichtermeßgerät hinter den zwei Niederfrequenzverstärkerstufen des Empfängers kräftige, gut meßbare Ausschläge zu erhalten.

Der durchschnittliche Verlauf der beobachteten Zeichenstärke war etwa folgender. Bewegte sich das mit dem Sender ausgerüstete Flugzeug vom Beobachtungsort weg, so nahm die Zeichenstärke innerhalb der ersten 20 km von etwa 15 mA ab bis auf 5 mA und blieb dann während des ganzen übrigen Fluges bis zu einer gewissen kritischen Entfernung auf dieser Höhe. Bei den verwendeten Röhren im Meßgerät entsprach dieser Ausschlag einem starken Lauthörerempfang ohne Beeinflussung durch den Störspiegel. Bei Ueberschreitung dieser Entfernung fiel die Zeichenstärke rapide ab, es blieb aber immer noch ein brauchbarer Kopfhörerempfang bestehen. Diese kritische Entfernung ist in Bild 8 durch einen senkrechten Strich markiert. Sie wurde für die 37- und 40-m-Welle bei etwa 800 km, für die 53- und 55-m-Welle bei etwa 400 km gefunden, während sie für die 50-m-Welle etwa bei 600 km erreicht war. Sie wächst also mit kleiner werdender Wellenlänge. Die Breite dieser kritischen Entfernung betrug etwa 10—20 km und war in wenigen Minuten durchflogen. Es wurde sowohl die plötzliche Lautstärkenabnahme mit zunehmender Entfernung, als auch die ebenso rasche Lautstärkenzunahme mit kleiner werdender Entfernung wiederholt beobachtet. Im Falle der Beobachtungen 10 und 11 in Bild 8 wurde z. B. für Welle 37,2 m bei Hin- und Rückflug dieselbe kritische Entfernung (780 km) festgestellt.

Die beim Senden aus der fliegenden Maschine beobachteten Schwunderscheinungen (Fadings) waren von derselben Größenordnung, wie sie bei konstanter Entfernung normalerweise beobachtet wurden. Innerhalb der kritischen Entfernung, in welcher die Zeichenstärke groß und praktisch konstant war, konnte durch die etwa auftretenden Fadings niemals eine Beeinträchtigung der Verbindung festgestellt werden. Erst bei Ueberschreitung dieser Entfernung machte sich der Einfluß der Fadings unter Umständen kurzzeitig störend bemerkbar. Die kritische Entfernung stellt daher die sichere Verkehrsreichweite der betreffenden Welle dar.

Der oben beschriebene Verlauf solcher Beobachtungen erwies sich als unabhängig von der Flughöhe. Die Zeichenstärke blieb ungeändert, einerlei, ob die Maschine während des Fluges sendete oder sich in derselben Entfernung am Boden befand. In mehreren Fällen war sogar dann noch Empfang möglich, wenn sich das Flugzeug, 500 km vom Beobachtungsort entfernt, mitsamt seiner Sendeanlage in einer geschlossenen, eisenbewehrten Halle befand.

Außer den oben beschriebenen Versuchen, bei denen sich der Sender im Flugzeug befand, wurde, wie schon erwähnt, auch eine Reihe von Empfangsbeobachtungen im Flugzeug vorgenommen. Dieselben dienten hauptsächlich der Entwicklung eines Flugzeug-Kurzwellenempfängers und hatten auch den Zweck, über die für den Verkehr mit Flugzeugen erforderliche Leistung eines Bodensenders Aufschluß zu geben. Hierfür wurde hauptsächlich das bei den obigen Untersuchungen als günstig erwiesene Wellenband von 46—50 m benutzt. Die Erfahrungen wurden auf 10 größeren Ueberlandflügen gewonnen, deren größte Entfernungen zwischen 300 und 600 km lagen.

Solange sich das Flugzeug mit stillstehendem Motor am Boden befindet, lassen sich die bisher aufgeführten Beobachtungen ohne weiteres auf den Empfang in der Kabine übertragen. Bei umlaufendem Motor treten jedoch die bereits erwähnten Störungen auf, welche die Klarheit und relative Zeichenstärke des Empfangs beeinträchtigen. Infolge dieser Störungen wird hier die Senderleistung von 2 Watt im allgemeinen nicht mehr ausreichen, jedenfalls wird man den für den Verkehr mit Flugzeugen bestimmten Bodensendern sehr viel größere Leistungen geben. Mehrfach gelang es trotzdem, mit dem unter Nr. 5 Tafel I beschriebenen Empfänger, einen Bodensender mit 2 Watt Leistung, auf ungedämpfter Telegraphie durchgehend bis auf 450 km Entfernung mit ausreichender Lautstärke im Flugzeug zu empfangen. In den übrigen Fällen wurde vom Boden aus mit etwa 60 Watt Leistung gesendet, wobei der Empfang bis auf 600 km ausgeflogener Entfernung eine gute Zeichenstärke ergab.

Die bisherigen Empfangsbeobachtungen in der fliegenden Maschine zeigen, daß die bei den vorher behandelten Versuchen gewonnenen günstigen Erfahrungen mit den Wellen um 50 m auch hier ein vorteilhaftes Ergebnis liefern. Diese Untersuchungen sind aber noch nicht abgeschlossen. Sie bedürfen vielmehr noch einer weiteren Klärung der Frage nach der für einen betriebssicheren Verkehr ausreichenden Leistung des Bodensenders.

Ein wichtiger Punkt für weitere Untersuchungen ist ferner die Ausgleichung der Schwunderscheinungen (Fadings). Dieselbe bezweckt eine Verbesserung der Kurzwellenverbindung durch Schaffung einer gleichmäßigen, über längere Zeit konstanten Empfangslautstärke. Die Lösung dieser Aufgabe ist hauptsächlich in der Wahl geeigneter Antennen auf der Bodenseite zu suchen.

Digitized by Google

**Zusammenfassung.**

Die vorliegende Arbeit dient zur Klärung der Frage, ob mit geringen Leistungen eine durchgehend sichere Kurzwellenverbindung im Entfernungsbereich bis zu 500 bzw. 1000 km möglich ist. Die Versuche wurden teils zwischen zwei ortsfesten, 500 km voneinander entfernten Stationen durchgeführt, um die Abhängigkeit der Empfangsstärke von der Tageszeit aufzunehmen, teils zwischen Flugzeug- und Bodenstation zur Ermittelung des Einflusses veränderlicher Entfernung.

Als Ergebnis zeigte sich, daß tatsächlich eine ständige Verbindung mit 2 Watt Sendeleistung bei Verwendung quarzgesteuerter ungedämpfter Telegraphiesender möglich ist. Die günstigste Wellenlänge liegt hierfür bei etwa 50 m. Für diese Welle, die keine Schwächungszonen mehr zeigt, beträgt die sichere Verkehrsreichweite mit lautstarken Zeichen bei Tag etwa 600 km für die angegebene Leistung.

Ein zweites Ergebnis der Untersuchungen ist die Feststellung einer gewissen kritischen Entfernung, welche für jede Welle ein ähnliches Charakteristikum darstellt, wie die Schwächungszone. Es ist dies die Entfernung, innerhalb welcher die betreffende Welle, abgesehen von zeitweise auftretenden Schwunderscheinungen, eine große und praktisch konstante Empfangsintensität liefert. In der Arbeit ist diese Entfernung auch als sichere Verkehrsreichweite bezeichnet.

Die Erfahrungen bei veränderlicher Entfernung wurden auf einer größeren Zahl von Ueberlandflügen (insgesamt 20 000 km durchflogene Strecke) gewonnen, bei denen im allgemeinen vom Flugzeug aus mit 2 Watt gesendet und am Boden empfangen wurde.

Die Ausbreitungsbeobachtungen zeigen, daß Schwächungszonen für Wellen unterhalb etwa 38 m bei 2 Watt Senderleistung stets auftreten, zwischen 38 und 48 m aber nur noch vereinzelt, im Sommer stärker als im Winter. Das plötzliche Einsetzen der bei den Wellen unterhalb 50 m auftretenden Ausfallzeit bei Nacht wird auf das Wandern der Schwächungszonen mit wechselnder Höhe der Ionisierungsschicht zurückgeführt.

Von den weiter erhaltenen Ergebnissen sei besonders hervorgehoben, daß die Empfangslautstärke von der Flughöhe unabhängig ist, ähnlich wie es bei den langen Wellen nachgewiesen wurde, und daß die Zeichenstärke die gleiche ist, einerlei ob von dem am Boden oder in der Luft befindlichen Flugzeug gesendet wird.

Die für den Flug-Funkverkehr entwickelten Kurzwellen-Bordgeräte werden beschrieben. Entsprechend den geringen Leistungen können Ausmaße und Gewichte der Flugzeugstationen sehr klein gehalten werden. Ein Generator für Energiebelieferung des Senders ist nicht nötig, vielmehr genügen hier Trockenbatterien. In Verbindung mit der am Flugzeug fest angebrachten Dipolantenne besteht die Möglichkeit, am Boden vor Start oder nach Landung ebenfalls zu senden und zu empfangen.

(Eingegangen am 11. Dezember 1928.)

# Der Bordpeilempfänger im Flugzeug.

Von **M. H. Gloeckner.**

126. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof (Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik).

Die Arbeit behandelt den neuen Telefunken-Flugzeugbordpeiler und bringt die Ergebnisse einer Reihe von Versuchsflügen, die mit diesem Gerät ausgeführt wurden.

**Inhalt:**



**I. Entwicklung des Flugzeugpeilers.**

Die technischen Voraussetzungen für den erfolgreichen Einsatz von Luftfahrzeugen in den regelmäßigen Luftverkehr und in den Flugdienst über große Entfernungen liegen nicht allein in der Güte des Flugzeuges und seines Motors, sondern im besonderen auch in der Zuverlässigkeit und Zweckmäßigkeit der zur Anwendung kommenden navigatorischen Hilfsmittel.

Unter diesen verdient der Funkpeilempfänger weitestgehendes Interesse. Ursprünglich für die Zwecke der Seeschiffahrt entwickelt und in dieser vielfach und erfolgreich erprobt, hatte er in der Luftfahrt zunächst auf dem „Amerika-Zeppelin" L. Z. 126 Verwendung gefunden. Die navigatorischen Aufgaben waren zwar auf See wie in der Luft im wesentlichen die gleichen, doch gestalteten Abmessungen und Gewicht des seemäßig durchgebildeten Marinebordpeilers seinen Einsatz in die Luftfahrt unwirtschaftlich; auch war der Wellenbereich von 575 bis 1300 m für die kontinentale Luftfahrt ungeeignet, und die Rahmenantennen-Konstruktion genügte nicht den Beanspruchungen der Staudrücke, die bei den großen


Digitized by Google

Fluggeschwindigkeiten auftraten. Endlich störten die Zündfunken der Explosionsmotore den Empfang, insbesondere die aufgenommenen Telephoniesendungen.

Diese Gründe führten notwendigerweise dazu, von der planmäßigen Ausrüstung der Flugzeuge mit Peilgerät zum Zweck der Eigenpeilung so lange Abstand zu nehmen, bis ein geeigneter Peiler entwickelt und im regelmäßigen Fabrikationsgang hergestellt war.

Um auf die Vorteile der Funkpeilung nicht verzichten zu müssen, beschritt die Entwicklung den gleichen Weg, den sie bereits vor Jahren bei der

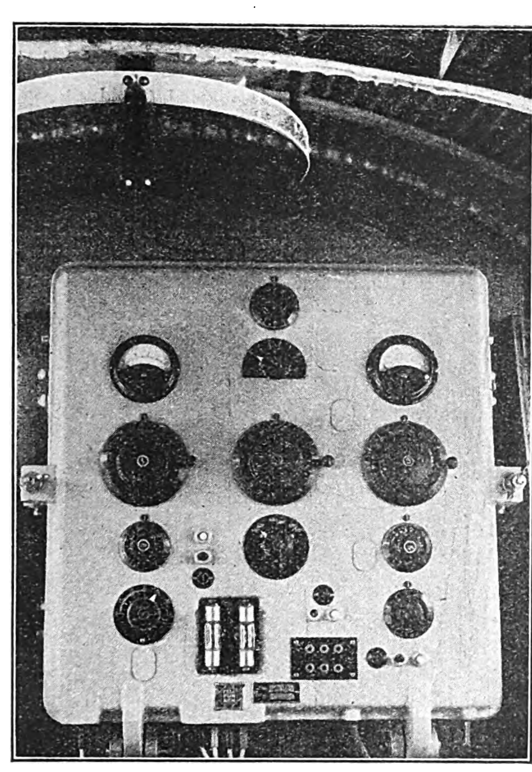


Bild 1.
**Bordpeilempfänger spez. 47 N zu Versuchszwecken in ein Junkers Flugzeug F 13 eingebaut. Das Gerät findet zur Zeit Verwendung in Seeflugzeugen und ortfesten Peilstationen.**

Seeschiffahrt genommen hatte: die Peilstelle bodenständig zu machen und den Sender ortveränderlich, d. h. die sogenannte Fremdpeilung einzuführen.

Solche Flughafen-Peilfunkstellen sind in Deutschland von der Zentralstelle für Flugsicherung eingerichtet und zum Teil bereits in Betrieb genommen. Aber auch hier treten aus Einflüssen des Geländes und der Flugzeugantenne gewisse Schwierigkeiten auf, die es zunächst nicht erlauben, mit derselben Genauigkeit zu arbeiten, mit der Peilungen über See genommen werden können.

Die beiden Verfahren, die „Fremd"- und „Eigen"-Peilung, gegeneinander abzuwägen, ist nicht der Zweck dieser Zeilen. Wertvoll sind zweifellos beide. Für Peilungen über große Entfernungen wird jedoch, um eines hervorzuheben, die Fremdpeilung immer ausfallen, da die Energie des Bordsenders und damit die Reichweite des „Peilstrahles" begrenzt sind, während die Sender am Boden außerordentlich stark gemacht werden können.

So entstand sehr bald in Zusammenarbeit der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt mit der Telefunken-Gesellschaft aus dem Marinebordpeiler ein Zwischengerät, der Bordpeiler spez. 47 N, der in ein Junkers-Flugzeug (Baumuster F 13) eingebaut (Bild 1), in einer Reihe von Flügen erprobt wurde und sich grundsätzlich als brauchbar erwies. Vor allem gelang es, die Störungen vom Zündfunken des Motors zu beseitigen und den Telephonieempfang verständlich zu machen, was für die sichere Erkennung eines als Funkbake dienenden Telephoniesenders von wesentlicher Bedeutung ist.

## II. Der Bordpeiler spez. 173 N.

### a) Allgemeine Anforderungen

Die Versuche und Erfahrungen mit diesem Gerät gaben die Richtlinien für den Bau des ersten eigentlichen Flugzeugbordpeilers der Telefunken-Gesellschaft.

Die Gesichtspunkte, die für die Durchbildung des Peilers maßgebend waren, lassen sich, wie folgt, zusammenfassen:

Der Peilempfänger sollte

1. mechanisch stabil sein,
2. geringes Gewicht und kleine Abmessungen haben,
3. leicht bedienbar sein,
4. den normalen Betriebsempfänger ersetzen,
5. elektrisch mindestens dasselbe leisten wie der bisher verwendete Peiler spez. 47 N.

Der neue Bordpeiler wird allen diesen Anforderungen weitgehend gerecht. Bei gleichen elektrischen Eigenschaften ist er bei einer Raumersparnis von rund 60% auf etwa die Hälfte des Gewichtes gebracht. Die gesamte Gewichtsersparnis einschließlich

**Tafel 1.**
**Vergleichende Uebersicht über die Peilempfänger spez. 47 N und spez. 173 N.**

| | Gegenstand | Peiler spez. 47 N | Peiler spez. 173N |
|---|---|---|---|
| Gewicht | Empfänger | 15 kg | 7,6 kg |
| | Deckenlager mit Peilscheibe und Zuführungskabel zum Empfänger | 6,1 „ | 3,71 „ |
| | Rahmenring | 7,8 „ | 3,0 „ |
| | Gewicht des Gerätes | 28,9 kg | 14,31 kg |
| | Heizakkumulator | 3,7 kg | 3,7 kg |
| | Anodenbatterie | 4,3 „ | 4,3 „ |
| | Steuerzeiger | 1 „ | 1 „ |
| Gesamtgewicht | Peilanlage (s. o.) | 37,9 kg | 23,3 kg |
| Abmessungen | Empfänger: Höhe | 585 mm | 275 mm |
| | Breite | 550 „ | 375 „ |
| | Tiefe | 200 „ | 252 „ |
| Raumbedarf | Empfänger einschließlich Aufhängung | 95 dm³ | 38 dm³ |
| | Heizakkumulator | 2,0 „ | 2,0 „ |
| | Anodenbatterie | 3,8 „ | 3,8 „ |
| | Steuerzeiger | 3,8 „ | 3,8 „ |
| Platzbedarf | Empfänger einschließlich Aufhängung: Höhe | 630 mm | 350 mm |
| | Breite | 585 „ | 435 „ |
| | Tiefe | 260 „ | 252 „ |

Digitized by Google

Rahmen mit Deckenlager, Zuführungskabel und Peilscheibe beträgt rund 40 %. Eine vergleichende Zusammenstellung enthält Tafel 1.

Die Wirkungsweise des Gerätes erhellt aus dem Schaltbild (Bild 2).

b) Grundsätzliche Schaltung.

Der Rahmenkreis 1—2—3 wird mit Hilfe des Drehkondensators 2 auf die zu empfangende Welle abgestimmt und durch den Rückkopplungskondensator 4 entdämpft. Die aufgenommene Energie gelangt über

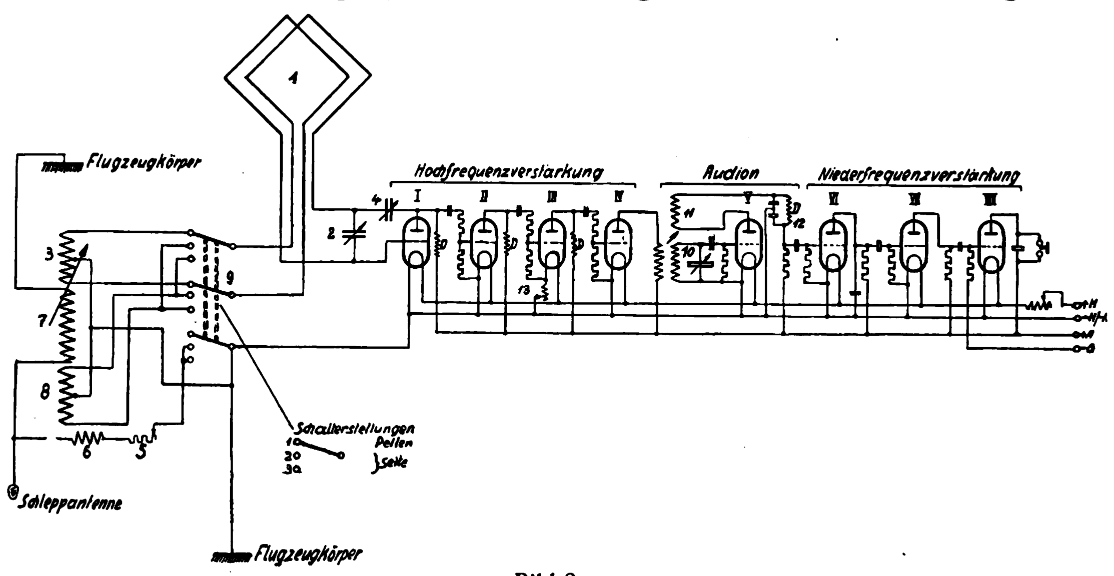



Bild 2.
**Grundsätzliches Schaltbild des neuen Flugzeugbordpeilers spez. 173N. Bemerkenswert ist die Anordnung für die Seitenbestimmung.**

einen Vier-Röhrenhochfrequenz-Drosselverstärker I—IV zu dem Audion V, dessen Gitterkreis gleichfalls abzustimmen ist. Auf die Gitterkreisspule 10 ist der Anodenkreis durch die Spule 11 induktiv rückgekoppelt. Die Rückkopplung dient entweder ebenfalls zur Dämpfungsreduktion beim Empfang modulierter Sender oder zur Erzeugung der Ueberlagerungsfrequenz bei Anpeilung ungedämpfter Funkbaken. Die vom Audion gleichgerichteten, nunmehr hörbar gemachten Zeichen gelangen über den Filterkreis 12 zum Drei-Röhren-Niederfrequenzverstärker VI, VII, VIII und schließlich zu dem als Empfangsindikator dienenden Telephon.

Bild 3.
**Schematische Darstellung des Empfangsrahmens im elektromagnetischen Feld.**

Die letzte Röhre arbeitet mit besonderer Gittervorspannung. Zur Beeinflussung der Empfangslautstärke dient der Widerstand 13, der die Heizung der Hochfrequenzverstärkerröhre III regelt.

c) Allgemeine theoretische Grundlagen.

Befindet sich die Rahmenantenne im Strahlungsfeld eines Senders, so wird bekanntlich nur dann eine Spannung in ihr induziert, wenn der Vektor des elektromagnetischen Feldes eine Komponente besitzt, die auf der Ebene des Rahmens senkrecht steht. Wird der Rahmen (Bild 3) um eine senkrechte Achse in einem homogenen, normal polarisierten Feld um 360° gedreht, so wird während der Drehung die Durchflutung der Schleife zweimal einen größten Wert annehmen, nämlich dann, wenn die Ebene des Rahmens senkrecht zum Feld steht (Fall a—a), und zweimal wird die Durchflutung der Schleife Null sein, wenn die Rahmenebene in die Richtung des Flusses fällt (Fall c—c). Die Durchflutung der Schleife und die Größe der im Rahmen induzierten elektromotorischen Kraft

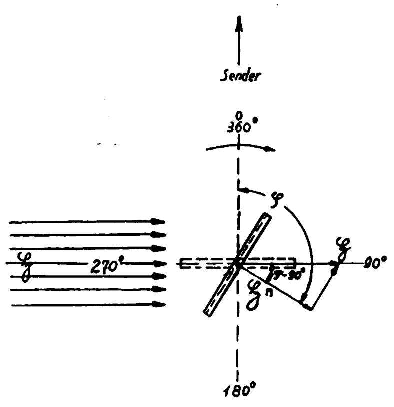



Bild 4.
**Schematische Darstellung der wirksamen Normalkomponente des elektromagnetischen Feldvektors $\mathfrak{H}_n$.**

sind abhängig vom Betrage der Normalkomponente $\mathfrak{H}_n$ des Vektors $\mathfrak{H}$. Ist $\varphi$ der Winkel zwischen Rahmennormale und Verbindungslinie Peiler-Sender, so ergibt sich aus Bild 4

$$\mathfrak{H}_n = \mathfrak{H} \cos (\varphi - 90^\circ)$$

Nach einer Drehung des Rahmens um 180° ändert sich in bezug auf den Rahmen die Seite, von der der Vektor $\mathfrak{H}$ durch die Schleife hindurchtritt, d. h. in der


Digitized by Google

gewählten Darstellung wird $\mathfrak{H}_n$ negativ. Die Verhältnisse sind in Bild 5 wiedergegeben. Dieses Schaubild, das die Engländer mit „Kosinusdiagramm" bezeichnen, veranschaulicht die Richteigenschaften der Rahmenantenne. Es gibt ebenfalls Aufschluß darüber, daß das Peilen nach dem „Minimum" zu genaueren Werten führen muß als das Peilen nach dem „Maximum", da die Aenderung von $\mathfrak{H}_n$ mit dem Drehwinkel $\varphi$ dort am größten ist.

$$\text{Es ist } \frac{d\mathfrak{H}_n}{d\varphi} = \frac{d(\mathfrak{H}\cos(\varphi - 90^\circ))}{d\varphi} = -\mathfrak{H}\sin(\varphi - 90^\circ) = \mathfrak{H}\cos\varphi.$$

Die maximale Peilschärfe liegt also bei $\varphi = 0^\circ$, d. h. im Peilminimum.

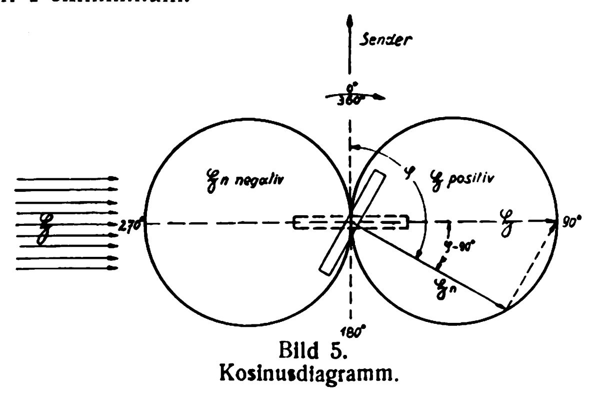



Bild 5.
Kosinusdiagramm.

d) Erzeugung eines absoluten Peilminimums.

In der Praxis zeigt sich nun, daß der Rahmen nicht allein von der magnetischen Komponente, sondern auch von der elektrischen des elektromagnetischen Feldes induziert wird. Dieser sogenannte „Antenneneffekt" führt dazu, daß es zunächst nicht möglich ist, ein absolutes Minimum — also völliges Verschwinden

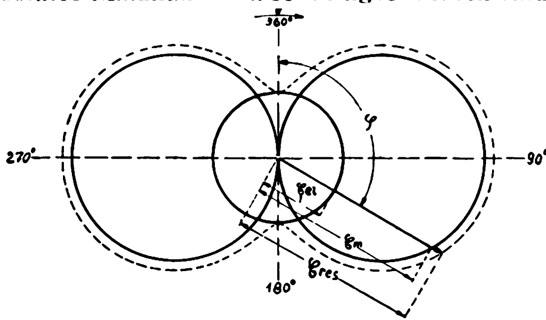



Bild 6.
Der Einfluß des „Antenneneffektes" auf das Peilminimum äußert sich dadurch, daß der Empfangston nicht verschwindet und die Peilschärfe zurückgeht. Eine Verlagerung des Minimums findet nicht statt.

— des Empfangssignals im Telephon zu erhalten. Da nun eine Hochantenne von allen Seiten gleich gut empfängt, ist ihre Richtcharakteristik ein Kreis. Die aus beiden Feldern induzierten Spannungen setzen sich zu einer Resultierenden zusammen. Bild 6, in dem die den Feldern proportionalen Spannungen eingetragen sind, zeigt das reine „Kosinus-Diagramm" des Rahmenempfanges, das Kreisdiagramm des Antenneneffektes und den daraus resultierenden „Rahmenempfang mit Antenneneffekt". Bei der Addition beider Spannungen ist zu beachten, daß ihre Vektoren zeitlich um 90° in der Phase gegeneinander verschoben sind, was durch folgende Betrachtung leicht verständlich wird. Aus den Hertzschen Gleichungen der Wellenausbreitung folgt, daß im Gebiet reiner Strahlung, also bei genügender Entfernung vom Sender, der elektrische und magnetische Vektor in Phase sind. Das elektromagnetische Feld induziert eine Spannung $\mathfrak{E}_m$ im Rahmen, die seiner Aenderungsgeschwindigkeit proportional ist, also in ihrer Phase um 90° gegen den magnetischen Vektor des Feldes verschoben ist. Die vom elektrischen Vektor $\mathfrak{F}$ herrührende Spannung $\mathfrak{E}_{el}$ pulsiert aber in gleicher Phase mit dem elektrischen, also auch dem magnetischen Vektor des Feldes. Demnach sind beide Spannungen um 90° gegeneinander verschoben. Der Radiusvektor der Resultierenden $\mathfrak{E}_{res}$ hat also für die Rahmenstellung $(\varphi - 90^\circ)$ den Betrag:

$$E_{res} = \sqrt{E_{el}^2 + E_m^2 \cos^2(\varphi - 90^\circ)}$$

Der Antenneneffekt verursacht zwar keine Verlagerung des Minimums, beeinträchtigt jedoch die Schärfe der Peilung erheblich. Daher ist im Empfänger Vorsorge getroffen worden, den „Antenneneffekt" des Rahmens zu beseitigen (vgl. Bild 2).

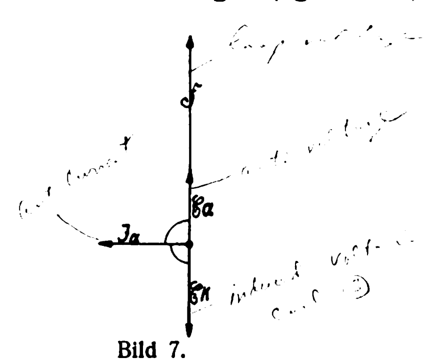



Bild 7.
Diagramm der nicht abgestimmten Hilfsantenne. Antennenstrom und Spannung sind phasenverschoben.

Die Spule 3 des Rahmenkreises ist induktiv an eine Hilfsantenne — verwendet wird die normale Flugzeugschleppantenne — angekoppelt. Die Kopplung ist stetig veränderlich und gestattet, den Hilfsantennenbedarf zur Beseitigung des schädlichen Antenneneffektes nach Größe und Phase entsprechend zu entnehmen. Die Hilfsantenne wird in stark verstimmtem Zustand verwendet. In diesem Falle (Bild 7) eilt der Strom $\mathfrak{J}_a$ in der Hilfsantenne wegen der stark kapazitiven Charakteristik ihres Widerstandes der Antennenspannung $\mathfrak{E}_a$ um 90° voraus. Der Strom induziert in der Spule 3 eine Kompensationsspannung $\mathfrak{E}_k$, die in Gegenphase zur Spannung des Antenneneffektes liegt.

e) Seitenbestimmung.

Wie aus den Bildern 3 und 5 ersichtlich, fallen auf eine volle Umdrehung des Rahmens zwei Minima. Auf Grund der bisherigen Erörterung ist dadurch die Peilung solange nicht eindeutig, als nicht festgestellt werden kann, auf welcher Seite der Rahmenebene der Sender liegt. Die „Seitenbestimmung" ist durchführbar, wenn es gelingt, denjenigen Hilfsantennenbedarf aufzubringen, der die Kompensationsspannung für die im Rahmen induzierte Aequivalentspannung des elektromagnetischen Feldes liefert und die Phasenbedingungen erfüllt.

Digitized by Google

War zur Erzielung eines absoluten Peilminimums eine Hilfsspannung zu erzeugen, die mit dem Antenneneffekt in Gegenphase schwingt, so wird jetzt zur Bestimmung der „Seite“ eine Spannung $\mathfrak{E}_s$ benötigt, die gegen die Antennenspannung $\mathfrak{E}_a$ um 90° verschoben ist und in Gegenphase zur Rahmenspannung $\mathfrak{E}_m$ liegt (Bild 8), d. h. es muß sein:

$$\mathfrak{E}_s = -\mathfrak{E}_m.$$

Ein einfaches bisher angewandtes Verfahren besteht darin, die Hilfsantenne abzustimmen. Man erreicht damit, daß im Gegensatz zum Fall der nicht abgestimmten Antenne (Bild 7) der Antennenstrom $\mathfrak{J}_a$ mit der vom elektrischen Feld $\mathfrak{F}$ in der Antenne induzierten Spannung $\mathfrak{E}_a$ in Phase ist. Die vom Antennenstrom im Rahmenkreis induzierte Spannung

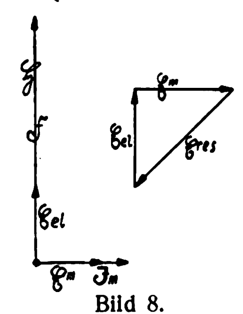


Bild 8.
**Diagramm des abgestimmten Rahmenkreises, Strom und Spannung sind in Phase.**

fällt dann, je nach dem Windungssinn der Koppelspule in Phase oder Gegenphase zur Spannung $\mathfrak{E}_m$ im abgestimmten Rahmenkreis (Bild 8), die durch die elektromagnetische Komponente $\mathfrak{H}$ des Feldes erzeugt wurde und geeignet ist, diese bei entsprechender Einstellung der Kopplung Hilfsantenne—Rahmen (Amplitude und Richtungssinn) und Hilfsantennenabstimmung (Phase) zu kompensieren.

Dieses Verfahren erfordert jedoch Bedienung und ist für die Verwendung im Flugzeug wenig geeignet. Einen Ausweg bringt eine gemeinsam mit der Marine von der Telefunken-Gesellschaft entwickelte Schaltung, die hier Verwendung findet und die vorliegende Aufgabe in eleganter Weise löst.

Parallel zur Kopplungsspule (7) der Schleppantenne ist der veränderliche Widerstand (5) in Reihe mit der Induktionsspule (6) geschaltet (Bild 2). Der veränderliche Widerstand gestattet, die Phase $\varphi_a$ zwischen der in der Schleppantenne erzeugten Spannung $\mathfrak{E}_a$ und dem in der Spule 7 fließenden Strom $\mathfrak{J}_0$ und damit auch die Phase zwischen der Kompensationsspannung $\mathfrak{E}_s$ und der Rahmenspannung $\mathfrak{E}_m$ zu beeinflussen. Die Wirkungsweise wird durch Bild 9 und 10 erläutert. Bild 9 zeigt das Ersatzschema für die Hilfsantenne. $C$ ist die dynamische Kapazität der Antenne, $R$ ihr ohmscher Widerstand, $\mathfrak{L}$ und $\mathfrak{L}_0$ sind die Induktivitäten der Schleppantenne und der Koppelspule (7); $R_1$ ist der Widerstand und $\mathfrak{L}_1$ die Selbstinduktion (6) im Zusatzkreise. $\mathfrak{J}_0$ und $\mathfrak{J}_1$ sind die Zweigströme, und $\mathfrak{E}_0$ ist die den Zweigen gemeinsame Spannung.

Wie oben erwähnt, kommt es also bei der Seitenbestimmung darauf an, die Rahmenspannung $\mathfrak{E}_m$ zu kompensieren. Die benötigte Kompensationsspannung $\mathfrak{E}_s$ kann aber ein in der Antennenspule (7) fließender Strom $\mathfrak{J}_0$ nur dann in der Rahmenkreisspule (8) (Bild 2) induzieren, wenn sein Vektor senkrecht steht zu dem der Rahmenspannung $\mathfrak{E}_m$. Dieser Strom muß demnach in Phase sein mit der in der Schleppantenne vom elektrischen Feld $\mathfrak{F}$ erzeugten Spannung $\mathfrak{E}_a$, d. h. es muß $\varphi_a = 0$ sein.

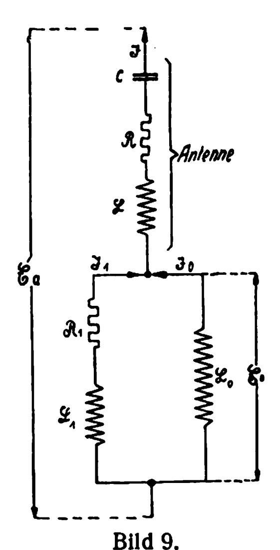



Bild 9.
**Ersatzschema des Antennenkreises für die Seitenbestimmung.**

Die Phasenbedingung läßt sich mit Hilfe des veränderlichen Widerstandes $R_1$ erfüllen, wenn die Kapazität $C$ der verwendeten Schleppantenne genügend groß ist. Die Verhältnisse lassen sich im allgemein gültigen Vektordiagramm des Bildes 10 gut übersehen:

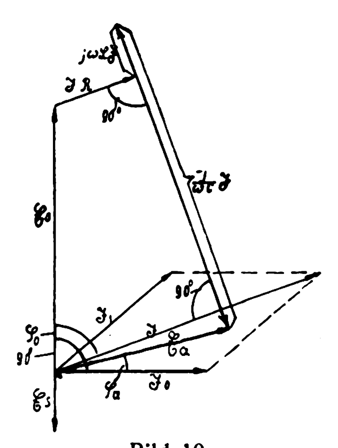


Bild 10.
**Vektordiagramm für die Seitenbestimmung. Es wird angestrebt, den Phasenwinkel $\varphi_a$ zwischen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_0$ klein zu halten.**

$\mathfrak{J}_0 + \mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}$ ist der Strom in der Antenne. An $\mathfrak{L}_0$ (Spule [7]) liegt die Spannung $\mathfrak{E}_0$, die dem Strom $\mathfrak{J}_0$ um 90° voreilt.

Die in der Schleppantenne vom elektrischen Feld $\mathfrak{F}$ erzeugte Spannung $\mathfrak{E}_a$ stellt sich dar als Summe aller Spannungsabfälle im Antennenkreis. Es ist also:

$$\mathfrak{E}_a = \Sigma\,\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0 + \mathfrak{J}R + j\,\omega\,\mathfrak{L}\,\mathfrak{J} + \frac{1}{j\,\omega\,C}\,\mathfrak{J}$$

$\mathfrak{J}R$ ist in Phase mit $\mathfrak{J}$, also // $\mathfrak{J}$ zu zeichnen; $j\omega\,\mathfrak{L}\mathfrak{J}$ und $\frac{1}{j\omega C}\,\mathfrak{J}$ eilen $\mathfrak{J}$, also auch $\mathfrak{J}\cdot R$ um 90° vor bzw. nach. $\mathfrak{E}_a$ ergibt sich als Schlußlinie des Spannungsdiagramms.

Digitized by Google

Aus Bild 9 u. 10 läßt sich ersehen, daß die Aufteilung der Spannung $\mathfrak{E}_a$ in $\mathfrak{E}_a—\mathfrak{E}_o$ und $\mathfrak{E}_o$ von der Größe des komplexen Widerstandes

$$\mathfrak{Z}_o = \frac{R_1 j\,\omega\,\mathfrak{L}_0 - \omega^2\,\mathfrak{L}_0\,\mathfrak{L}_1}{R_1 + j\,\omega\,(\mathfrak{L}_0 + \mathfrak{L}_1)}.$$

abhängig ist.

Dieser ist aber in Betrag und Richtung eine Funktion von $R_1$. Wird z. B. $R_1$ verkleinert, so werden auch $\mathfrak{Z}_0$ und somit $\mathfrak{E}_0$ kleiner und entsprechend $\mathfrak{E}_a—\mathfrak{E}_0$ größer, weil $\mathfrak{E}_a$ konstant bleibt. Da aber $\mathfrak{E}_a—\mathfrak{E}_o$ in der Hauptsache aus dem Spannungsabfall $\frac{1}{j\,\omega\,C}\,\mathfrak{J}$ bestimmt ist, wird sich der Vektor $\mathfrak{E}_a$ in der Richtung nach $\mathfrak{J}_0$ drehen. Gleichzeitig bewirkt die Verkleinerung von $R_1$, daß die Ströme $\mathfrak{J}_0$ und $\mathfrak{J}_1$

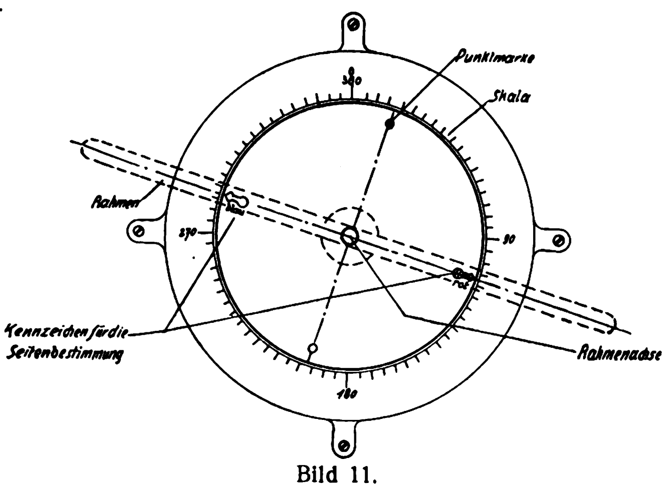



Bild 11.
Funkpeilskala mit Seitenkennzeichen „rot" und „blau" sowie „Punktmarke" zum Ablesen der Peilung. Die Skala ist im Flugzeug so angeordnet, daß die Linie 0°—180° in Flugzeuglängsrichtung liegt. 0° voraus; 180° achteraus.

mehr und mehr in Phase fallen, was ebenfalls zur Verkleinerung von $\varphi_a$ beiträgt.

$\mathfrak{J}_0$ induziert also für $\varphi_a = 0$ eine Spannung $\mathfrak{E}_s$ in der Spule (8) — diese wird durch den Schalter 9 zur Bestimmung der „Seite" an Stelle der Spule (3) in den Rahmenkreis geschaltet —, die $\mathfrak{J}_0$ um 90° voreilt, und somit in Phase oder Gegenphase zur Rahmenspannung $\mathfrak{E}_m$ liegt, je nachdem, in welchem Sinne die Spule 8 durch die gewählte Stellung des Schalters 9 (Stellung 2 oder 3) an die Spule 7 angekoppelt ist.

Die vorstehend dargelegte Anordnung ermöglicht eine einfach und schnell auszuführende Bestimmung der „Seite", auf der ein angepeilter Sender liegt, denn zwischen der Stellung der Rahmenantenne und der des Schalters für die „Seitenbestimmung" (Bild 2, Ziffer 9) besteht ein zwangläufiger Zusammenhang derart, daß jeder der beiden Stellungen des in das Empfangsmaximum gedrehten Rahmens nur eine Stellung (2 bzw. 3) des Kippschalters (9) (Bild 2) eindeutig zugeordnet ist, in der der Empfangston geschwächt und damit für die „Seite" bestimmend wird.

Die entsprechenden Stellungen sind durch die Farben blau und rot am Schalter und an der Peilscheibe (Bild 11) ein für allemal gekennzeichnet.

Ist ein deutlicher Unterschied der Empfangslautstärken in beiden Schalterstellungen nicht vorhanden, so wird die Nachregelung des Phasenschiebers (5) Abhilfe schaffen, ohne daß die Phasen und Amplitudenbedingungen streng zu erfüllen wären. Bild 12 zeigt das Diagramm der Seitenbestimmung für den allgemeinen Fall, daß die Hilfsspannung $e_{sII}$ weder in der Phase noch in der Amplitude auf die Rahmenspannung $e_m$ abgeglichen ist (Kurve II). Dem gewählten Beispiel ist eine Phasenverschiebung von 45° zugrunde gelegt. Die in den beiden Schalterstellungen wirksamen Spannungen verhalten sich etwa wie 1 : 2. Die Kurve I zeigt das Diagramm für den Fall der streng durchgeführten Kompensation (Herzkurve). Die Hilfsspananung $e_s$ ist dem Betrag nach gleich dem der Rahmenspannung $e_m$ und liegt in Phase oder Gegenphase zu ihr.

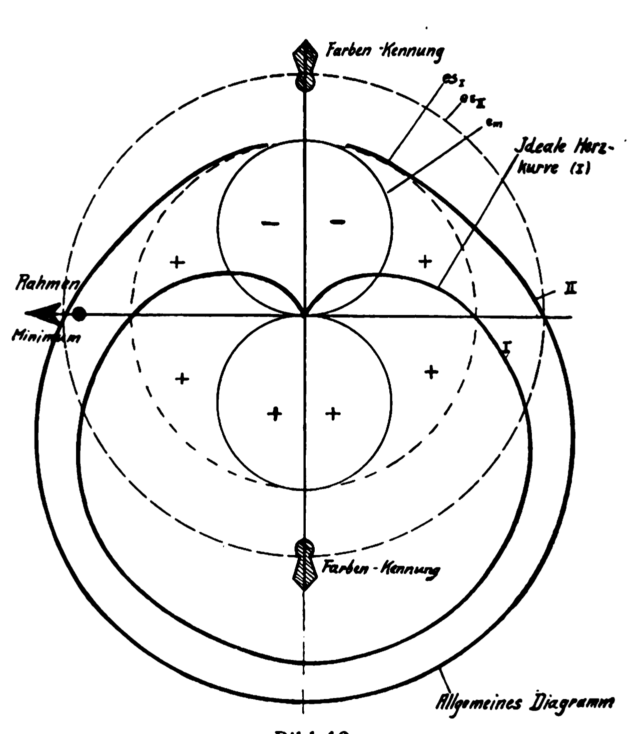



Bild 12.
Diagramm der Seitenbestimmung. Für den idealen Abgleich von Rahmen und Hilfsantenne auf Größe und Phase ergibt sich die „Herzkurve" (I). Auf eine volle Drehung des Rahmens um 360° fällt nur ein Minimum. Die Peilung wird eindeutig (Seitenbestimmung). Auch bei nur angenäherter Erfüllung der Abgleichbedingungen ergibt sich — wenn auch weniger ausgeprägt — nur ein Minimum (II).

## f) Aeußere Anordnung.

Die angestellten Betrachtungen über die innere Wirkungsweise des Peilempfängers werden es, gerade im Hinblick auf seine Verwendung als Meßgerät, verständlich erscheinen lassen, daß das Aeußere des Empfängers durch eine Anzahl von Schaltern und Einstellvorrichtungen auffällt, die an die Uebung und Erfahrung desjenigen, der das Gerät bedient, gewisse Anforderungen stellen. In Bild 13 ist der Bordempfänger in der Frontansicht dargestellt. Auf die Bedeutung der einzelnen Schaltelemente ist durch entsprechende Stichworte hingewiesen. Besonders erwähnt seien die Wellenschalter, durch die gleichzeitig Rahmenkreis, Audionkreis und Hilfsantenne für

Digitized by Google

den gewählten Wellenbereich entsprechend geschaltet werden, und der Ueberspannungsschutz, der, parallel zum Rahmen gelegt, den Empfänger vor Ueberspannungen schützt, wie sie beim Wechselverkehr durch den eigenen Sender hervorgerufen werden können. Diese Einzelheiten sind aus Gründen der

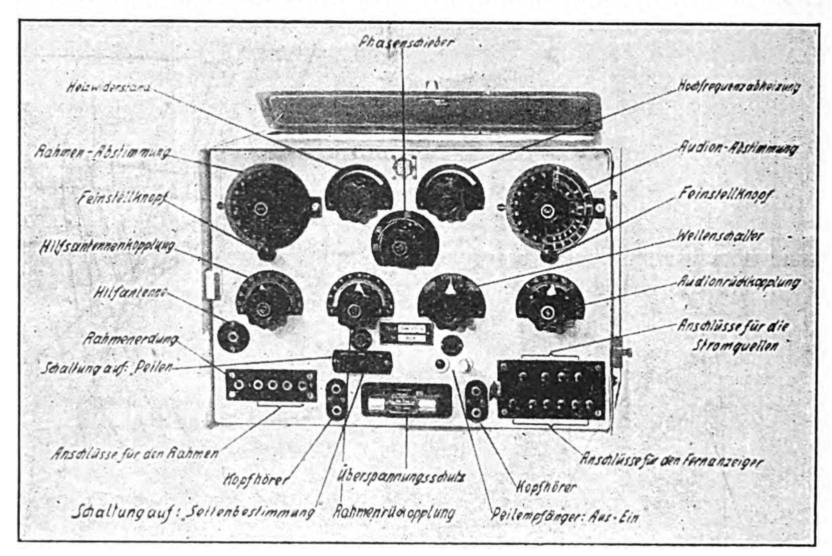



**Bild 13.**
**Frontansicht des Peilempfängers spez. 173:N.**

Uebersichtlichkeit im grundsätzlichen Schaltbild (Bild 2) fortgelassen. Die gedrungene Bauart des Peilers macht naturgemäß eine sorgfältige Abschirmung im einzelnen und im ganzen zur not-

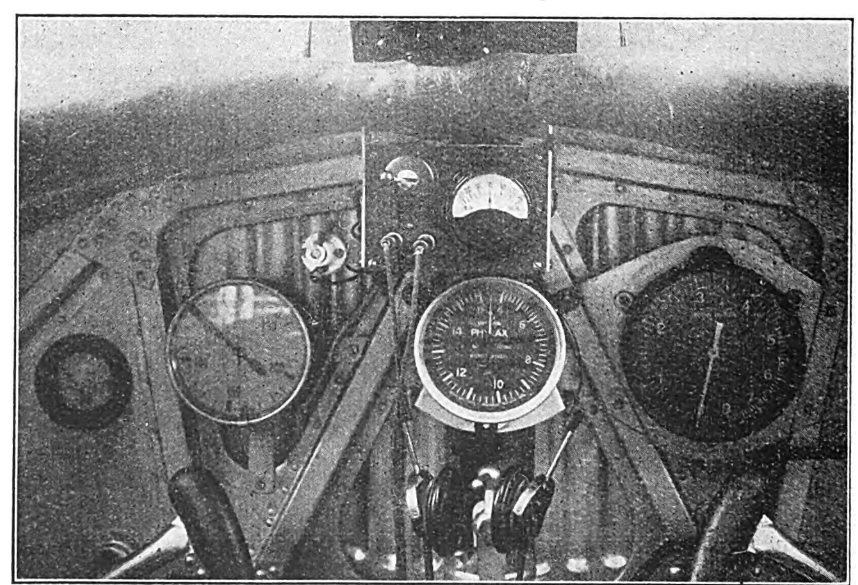


**Bild 14.**
**Fernanzeiger (Empfänger) im Führersitz des Flugzeuges D 570 (Junkers F 13) zur Uebertragung der Kursberichtigung. Der Geber befindet sich am Funkpeilstand. Der in dem Bilde (Mitte oben) sichtbare Schalter gestattet dem Piloten, den Peilempfänger einzuschalten, um selbst mithören zu können.**

wendigen Bedingung, so daß auch das Gehäuse durchweg aus Aluminium gefertigt ist. Die 8 Röhren (Type RE 144) sind durch eine in der Aufsichtsfläche angeordnete Klappe zugänglich. Die Stromversorgung der Röhren erfolgt durch einen Akkumulator von 4 Volt Spannung. Den Anodenstrom liefert eine Trockenbatterie von 60 bis 100 Volt.

Zur Uebermittlung der Peilergebnisse an den Flugzeugführer dient der Fernanzeiger. Er besteht aus einem Drehspulinstrument mit einer nach links zählenden Backbord- und nach rechts zählenden Steuerbordskala. An das Instrument wird über einen entsprechend geeichten Spannungsteiler Spannung gelegt. Das im Führersitz eingebaute Gerät zeigt das Bild 14. Es besitzt ferner Anschlußbuchsen für das Mithörertelephon und einen Schalter zum Einschalten des Empfängers. Die links sichtbare Glühlampe soll den Flugzeugführer darauf aufmerksam machen, daß der Fernanzeiger betätigt wird.

### g) Grundsätzliches über die Funkbeschickung.

Der in ein Flugzeug eingebaute Peiler ist an sich nicht ohne weiteres verwendungsfähig, denn der ein-


Digitized by Google

kommende Peilstrahl eines Senders wird durch die Metallmassen des Flugzeuges abgelenkt. Diese „Bordablenkungen“, die aus der Seefahrt genügend bekannt und erforscht sind[1]), haben zwei grundsätzliche Entstehungsherde, die ihren funktionellen Zusammenhang mit der rohen Funkpeilung, d. h. der Ablesung auf der Peilscheibe, kennzeichnen. Und zwar wirken die Metallmassen des Flugzeuges in ihrer Anordnung wie Hoch- oder Rahmenantenne und führen zu einer Verzerrung des Empfangsfeldes, die rechnerisch erfaßbar ist.

Da die strahlenden Teile des Flugzeuges nicht ohne weiteres erkennbar sind, geht man in der Praxis den umgekehrten Weg und ermittelt aus der gebilden, die wie Hochantennen wirken und längs achteraus ($+B$) oder voraus ($-B$) bzw. an Steuerbord ($+C$) oder Backbord ($-C$) liegen. Diese antennenähnlichen Rückstrahler gehen also „halbkreisig“ in die Funkbeschickungs-Charakteristik ein, da ihre Erregung richtungsunabhängig ist. Ihr Einfluß ist im Gegensatz zum $A$-Wert frequenzabhängig.

Als Auswirkung schleifenähnlicher Rückstrahler in der Flugzeug-Längs- oder Querachse tritt das viertelkreisige „$D$“ auf, das positiv ist, wenn der Peilrahmen im Außenfeld einer Längsschleife oder im Innenfeld einer Querschleife steht, und negatives Vorzeichen besitzt, wenn er dem Einfluß des Innenfeldes einer Längsschleife oder dem Außenfeld einer Quer-




Bild 15.
Versuchsflugzeug der DVL mit Peileinrichtung (Junkers F 13) und fest verspannter Hilfsantenne. Als Hilfsantenne ist jedoch im allgemeinen die normale Schleppantenne vorgesehen.

empirisch festgestellten Bordablenkung durch harmonische Kurvenanalyse Lage und Wesensart der Fehlerquelle. Dieses Verfahren gibt Mittel und Wege zu einer wirksamen Kompensation[2]), die zwar auf Schiffen oft angewendet, für das Flugzeug jedoch nicht in Frage kommt, da sie mit dessen Eigenarten schwer vereinbar ist.

Aus Zweckmäßigkeitsgründen wird die Peilscheibe im Flugzeug so angebracht, daß die Linie 0°—180° in die Flugzeuglängsachse fällt und 0° voraus, 180° achteraus liegt. Die Ablesung ergibt dann die „rohe Funkseitenpeilung“ $q$, die um den Betrag der „Funkbeschickung“ $f$ zu berichtigen ist, um den „Steuerbordwinkel“ oder die „Funkseitenpeilung“ $p$ zu erhalten. Es ist also:

$$p = q + f$$

Aus der Fischerschen Funkbeschickungstheorie[1]) ergibt sich, daß die Funkbeschickung allgemein darstellbar ist durch die Beziehung:

$$f = \varphi(q) = A + B \sin q + C \cos q + D \sin 2q + E \cos 2q + K \sin 4q,$$

wobei den Koeffizienten der Glieder eine physikalische Bedeutung zukommt.

Der konstante Beiwert $A$ ist 0, wenn der Rahmen symmetrisch im Flugzeug angeordnet und die Peilskala zum Rahmen richtig orientiert ist. Die Beiwerte $B$ und $C$ rühren her aus Einflüssen von Leiter-

schleife ausgesetzt ist. Eine notwendige Begleiterscheinung des Beiwertes $D$ ist der achtelkreisige Wert $K$. Die Zusammenhänge ergeben sich rein rechnerisch aus der Tatsache, daß die Erregung einer Längsschleife proportional ist dem Cosinus des Steuerbordwinkels (des unabgelenkten Funkstrahles), also proportional $\cos p$. Das ausgestrahlte Störfeld ist aus Symmetriegründen quer zur Flugzeuglängsachse gerichtet und setzt sich mit dem ungestörten Feld des fernen Senders zu einer Resultierenden zusammen. Es ergibt sich die Proportionalitätsbeziehung:

$$\sin f \sim \sin q \cdot \cos p$$

und da

$$p = q + f$$

ist, ergibt sich die Näherungsformel[1]):

$$f = D \sin 2q + K \sin 4q$$

Das Bestehen eines „$E$-Wertes“ in der Funkbeschickungskurve deutet auf das Vorhandensein von Schleifen in Richtungen, die um 45° rechtsdrehend gegen die $D$-Schleifen verschoben sind. Die angestellten Betrachtungen lassen sich auch hier entsprechend verwenden.

Bild 15 stellt ein Junkers-Flugzeug, Baumuster F 13, dar, das mit der neuen Peilanlage versuchsweise ausgerüstet ist. Die Funkbeschickung wurde für diese Maschine aufgenommen und ist in Bild 16 wiedergegeben. Die Beiwerte der untersuchten Wellenlängen enthält Tafel 2.

Für den Verlauf der Funkbeschickungskurve ist der positive $D$-Wert von ausschlaggebender Be-

[1]) F. A. Fischer, Die allgemeine Funkbeschickungsgleichung Ann. d. Hydr. Bd. 54, S. 340, 1926.
[2]) Maurer u. F. A. Fischer, Die vom Schiff hervorgerufene Funkfehlweisung und ihre Kompensation ETZ. Bd. 46, S. 1901, H. 51, 1925.

Digitized by Google 183779 A

deutung. Der Rumpf des Flugzeuges wirkt also ähnlich dem des Schiffes wie eine induktive Längsschleife, in deren Außenfeld der Peilrahmen steht. Der Wert $A$ ist praktisch konstant und besagt, daß der Rahmen symmetrisch zur Flugzeuglängsachse liegt. Auch die $B$- und $C$-Werte sind verhältnismäßig

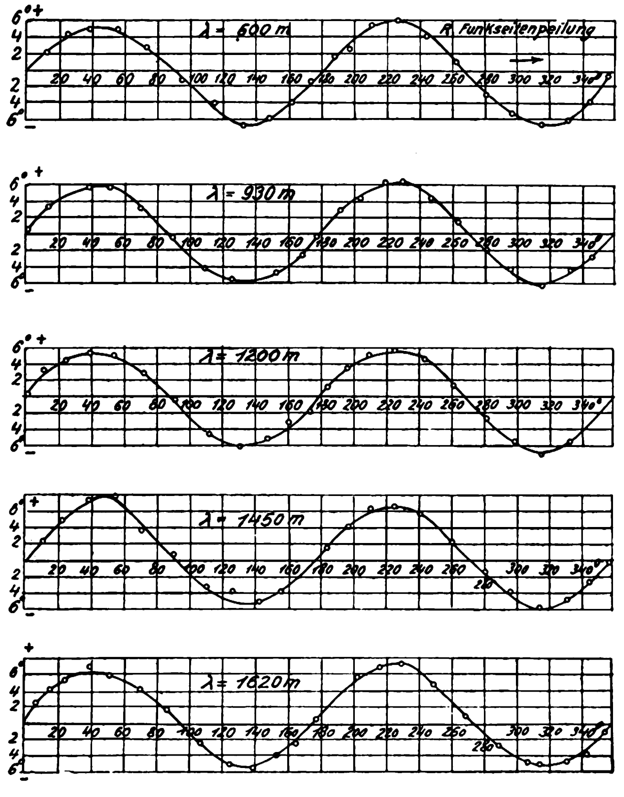



Bild 16.
Funkbeschickungskurven eines Junkers-Flugzeuges F 13 für verschiedene Wellenlängen.

klein, so daß wesentliche Störstrahlungen aus Leitungsgebilden, die wie Hochantennen wirken, nicht auftreten.

h) Die Aufnahme der Funkbeschickung.

Da die Aufnahme der Funkbeschickung für ein in der Luft befindliches Flugzeug erhebliche Schwierigkeiten bereitet, muß sie auf dem Erdboden erfolgen. Dabei ist in folgender Weise verfahren worden.

Tafel 2.

Beiwerte der Funkbeschickung für ein Junkers-Flugzeug Baumuster F 13.

| λ m | ν Hertz | A° | B° | C° | D° | E° | K° |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 600 | $500 \cdot 10^3$ | —0,08 | 0,2 | 0,1 | 6,1 | 0,5 | 0,3 |
| 930 | $323 \cdot 10^3$ | —0,03 | —0,45 | —0,2 | 6,05 | 0,23 | 0,3 |
| 1200 | $250 \cdot 10^3$ | —0,05 | —0,15 | —0,05 | 6,03 | 0,3 | 0,3 |
| 1450 | $207 \cdot 10^3$ | —0,02 | —0,8 | 0,1 | 7,15 | 0,02 | 0,44 |
| 1620 | $185 \cdot 10^3$ | 0,1 | 0,25 | —0,15 | 6,25 | 0,05 | 0,37 |

Das Flugzeug wurde auf einer hölzernen Drehscheibe, wie sie für die Kompensation von Magnetkompassen Verwendung findet, in Fluglage aufgebockt und sorgfältig festgemacht. Der Peilrahmen befand sich im reinen Strahlungsfeld eines rund 20 km entfernten ortsfesten Senders. Gegen diesen wurde das Flugzeug geschwojt und die jeweilige Drehung $\alpha$ durch optische Einpeilung eines Geländefestpunktes mit einer auf der Drehscheibe aufgebauten Peilscheibe ermittelt.

So ergab sich für jede Ablesung $\alpha$ der optischen Peilscheibe eine zugeordnete rohe Funkseitenpeilung $q$ (Bild 17).

Für die Ablesung $\alpha = 0$ liege im Funkpeiler das Minimum bei $q_0$; das bedeutet, daß die optische und die Funkpeilskala gegeneinander scheinbar um $q_0^\circ$ verschoben sind. Die Funktion:

$$(\alpha + q_0) - q = f_1 = \varphi(q)$$

gibt dann zwar den Verlauf der Funkbeschickung richtig wieder, nicht aber die Funkbeschickung selbst, da $q_0$ bereits mit dem Fehler der Bordablenkung behaftet ist. Um diesen Betrag erscheint dann die Funkbeschickungskurve in der Ordinatenrichtung verschoben.

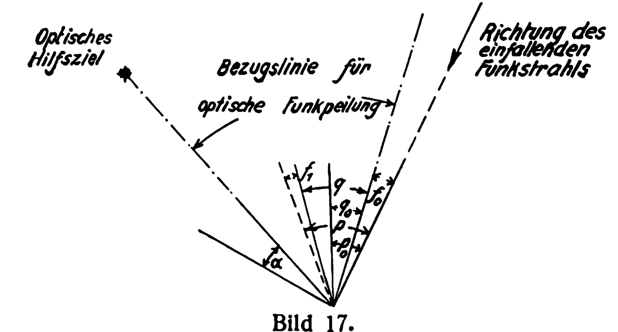



Bild 17.
Darstellung der Funkbeschickungsaufnahme eines Flugzeuges.

Die tatsächliche Peilung des einkommenden Strahles wäre für $\alpha = 0$

$$p_0 = q_0 + f_0,$$

wobei $f_0$ der zu $q_0$ gehörige Beschickungswert ist.

Der Uebergang von der optischen zur Funkpeilung ist für einen beliebigen Winkel $\alpha$ damit gegeben durch die Beziehung:

$$\alpha + p_0 = p; \text{ da } p = q + f \text{ und } f = f_0 + f_1$$

ist, ergibt sich:

$$f = p - q = \alpha + p_0 - q = \alpha - (q - q_0) + f_0$$

Zur Ermittlung der Unbekannten $f_0$ blieb nur der etwas umständliche Weg, das Flugzeug von der Drehscheibe zu entfernen und den Peiler in gleicher Stellung und Anordnung für sich gesondert auf der Drehscheibe wieder aufzubauen. Für $\alpha = 0$ ergab sich nunmehr die verbesserte Funkseitenpeilung $p_0$ unmittelbar, da ja die im Flugzeug liegenden Ursachen für die Funkstrahlablenkung beseitigt waren.

Damit war auch $f_0$ bestimmt aus

$$f_0 = p_0 - q_0$$

und die Funkbeschickung für jeden Wert von $\alpha$ eindeutig festgelegt.

Da die Richtung des einkommenden Funktstrahles, abgesehen von den Einflüssen des Flugzeuges, auch solchen des Geländes zwischen Sender und Empfänger ausgesetzt war, konnte einerseits die Kenntnis der Lage des Senders zur Ermittlung von $f_0$ nichts beitragen, solange die Wegablenkung nicht ermittelt war, andererseits mußte für jede untersuchte Wellen-


Digitized by Google

länge die Bestimmung von $f_0$ erneut erfolgen, da die Wegablenkung von der Wellenlänge abhängig ist.

Es wäre denkbar, daß ein inhomogener Boden in der unmittelbaren Nähe der Drehscheibe den Funkbeschickungsverlauf dadurch fälschte, daß sich die Kapazitäten der an der Störstrahlung teilnehmenden Teile des Flugzeuges änderten. Obgleich diese Fehler gering sein dürften, ist beabsichtigt, Nachprüfungen vorzunehmen, die den Einfluß der Bodennähe auf die Funkbeschickung erfassen sollen. Die Drehscheibe selbst blieb auf die Funkbeschickung ohne Einfluß, denn für den in einem Holzgestell auf die Drehscheibe gesetzten Peiler war die Differenz zwischen optischer und Funkpeilung konstant.

(Eingegangen am 25. Oktober 1928.)

(Schluß folgt.)

# Zusammenfassender Bericht. Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren.

Von **H. E. Hollmann.**

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.

Schluß*).

### 3. Theoretische Untersuchungen der Elektrodenschwingungen.

Die mannigfaltigen, in den bisher angeführten Arbeiten beschriebenen Erscheinungen beweisen, daß die einfachen Vorstellungen von Barkhausen und Kurz nur in groben Umrissen beibehalten werden können, und daß eine eingehende Erweiterung der Theorie erforderlich ist. Zur Zeit ist eine solche, allen Anforderungen genügende Theorie noch nicht vorhanden, doch sind verschiedene Ansätze gemacht worden, welche auf eine baldige Lösung des Problems schließen lassen.

Die hauptsächlichen Punkte, welche durch die Theorie von Barkhausen-Kurz nicht erfaßt werden, sind:

a) Das Auftreten eines, der negativen Anodenspannung entgegenfließenden Anodenstromes.
b) Die phasengleiche „gewisse" Ordnung in der Elektronenbewegung.
c) Die gleichzeitige Abhängigkeit der Frequenz von den konstanten Zwischenelektrodenfeldern einerseits und von der Abstimmung des äußeren Schwingungskreises andererseits.

a) Wenn nach Barkhausen und Kurz alle Elektronen vor der Anode umkehren und zum Gitter zurückfliegen, kann kein Anodenstrom auftreten; es muß daher eine Zahl von Elektronen geben, die nicht an der Umkehr vor der Anode teilnehmen, sondern auf dieselbe zufliegen. Zilitinkewitsch[1c 23]) gibt an, daß ein Teil der Elektronen „auf irgendeine Weise eine additive lebendige Kraft" erhalten muß, welche sie befähigt, sich widersetzende Niveauflächen zu durchdringen und gegen die abstoßende Anode anzulaufen. Damit steht auch die Tatsache in Einklang, daß die freie Anode sich beim Einsatz von Schwingungen stark negativ auflädt, wie es Nettleton, Breit, Sahanek, Hollmann u. a. beobachtet haben.

Nach Kohl[1c 47]) ist der Anodenstrom nur ein energieverzehrendes Dämpfungsglied, hervorgerufen durch die Wechselspannungen an der Anode. Dabei setzt Kohl so hohe Amplitudenwerte voraus, daß die Anodengleichspannung kompensiert wird, und daß die Anode somit während der positiven Halbwelle ein positives Potential erhält. Seine Anschauung erfährt eine Stütze durch die Feststellung, daß beim Ersatz des vollen Anodenzylinders durch eine Spirale die Schwingungsenergie bis auf den fünffachen Betrag ansteigt.

b) Pfetscher[40]) erklärt die Unterteilung der durch das Gitter hindurchfliegenden Elektronen in

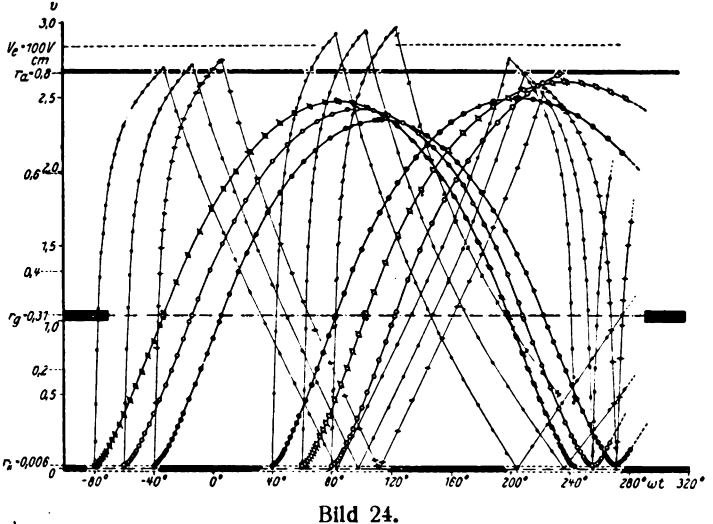



**Bild 24.**
Elektronenbewegungen im Wechselfeld nach Kapzov.

solche, die auf die Anode zufliegen und solche, die wieder zum Gitter zurückkehren, durch die an den Elektroden auftretenden Wechselspannungen, wie es auch breits Gill und Morrell angegeben haben.

Kapzov[50]) nimmt ebenfalls an, daß infolge der Wechselfelder zwischen den Elektroden ein Teil der Elektronen auf die Anode aufprallt, und somit aus dem weiteren Schwingungsvorgang ausscheidet, daß es aber andererseits auch Elektronen gibt, welche bei ihrer Rückkehr in den Gitter-Kathodenraum auf den Glühfaden mit endlicher Geschwindigkeit auftreffen. Die Aussonderung der Elektronen durch die Anode oder Kathode bewirkt nach Kapzov eine Einschränkung aller bei dem Elektronentanz vorkommenden Phasen und ist die Ursache für die von

Digitized by Google

Barkhausen und Kurz geforderte „gewisse Ordnung" in der Elektronenbewegung, wobei die Auslese durch den Heizfaden auch bei negativer Anode, bei der kein Anodenstrom mehr auftritt, den Schwingungseinsatz rechtfertigt.

Kapzov stellt die Bewegungsgleichung auf für alle unter der Einwirkung eines Wechselfeldes von der Frequenz $\omega t$ stehenden Elektronen und führt unter vereinfachenden Annahmen eine numerische Integration seiner Gleichungen durch. Für einen bestimmten Fall

$$(r_a = 0{,}8 \text{ cm}; \; r_g = 0{,}31 \text{ cm}; \; E_g = 100 \text{ Volt}; \; E_g = E_a = 10 \text{ Volt})$$

erhält er die in Bild 24 wiedergebenen Bahnkurven von 6, zu verschiedenen Zeiten $\omega t$ den Heizfaden verlassende Elektronen. Dabei bedeutet $\omega t = 0$ den Anfang einer Schwingungsperiode der Gitterspannung, während $\omega t = 360°$ die nach der Formel von Scheibe ermittelte, und der Berechnung zugrunde gelegte Periode des Wechselfeldes ist. Wie man sieht, kehrt ein im Moment $\omega t = -80°$ den Heizfaden verlassendes Elektron wieder zu demselben zurück, wogegen ein bei $\omega t = +80°$ ausgehendes Elektron auf die Anode aufprallt. Alle, die Kathode zwischen $\omega t = -70°$ und $+70°$ verlassende Elektroden führen eine Pendelbewegung um das Gitter aus, deren Periode in Uebereinstimmung mit der Theorie von Hollmann unterhalb der nach Scheibe errechneten liegt; Kapzov errechnet die Elektronenfrequenz für eine beliebige Erregerfrequenz $\omega t$ des Wechselfeldes; setzt man beide einander gleich, da die Wechselfelder ja durch die Elektronenschwingungen hervorgerufen werden, so geht die Theorie von Kapzov in die von Hollmann, allerdings unter weitgehenden Vereinfachungen aufgestellte über.

In einer bereits zitierten, umfassenden und übersichtlichen Arbeit legen Tank und Schiltknecht[lc 46]) dar, daß die Steuerung der Elektronenbewegung unter Mitwirkung eines äußeren Schwingungskreises stattfindet, indem die Raumladungsdichte des Emissionsstromes durch die den Elektrodengleichspannungen überlagerten Wechselspannungen periodisch geändert wird. Ihre Theorie führt zu einem Ausdruck für die Raumladung $\varrho$, der sich aus zwei Teilen zusammensetzt, nämlich der statischen, konstanten Raumladung $\varrho_0$ und einer veränderlichen Komponente $\varDelta\varrho$ vom Charakter einer stehenden Welle, welche trotz konstanten Emissionsstromes eine variable Feldstärke hervorruft. Tank und Schiltknecht geben auf Grund dieser theoretischen Unterlagen eine Erklärung dafür, daß die Schwingungen nur im Sättigungsbereich auftreten, also an eine bestimmte Gittermindestspannung gebunden sind, daß aber ebenso auch nach zunehmenden Gitterspannungen hin eine Grenze gesetzt ist, weil der „Anfachungsfaktor", welcher in Analogie zum rückgekoppelten Röhrensender die „Güte" der Schaltung und der Röhre erfaßt, $E_g$ umgekehrt proportional ist. Für die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Emissionsstrom finden sie die Beziehung:

$$I_e \cdot \lambda^3 = \text{const.}$$

Um den Wellenbereich auf die Hälfte herabzusetzen, muß die Gitterspannung vervierfacht und der Emissionsstrom verachtfacht werden, und aus diesem Grunde ist der experimentellen Erzeugung sehr kurzer Wellen rasch eine Grenze gesetzt, welche zur Zeit bei 20—30 cm liegen dürfte.

Die vorstehenden, von verschiedenen Autoren geteilten Meinungen, daß die Gleichphasigkeit der Elektronen nur durch die unter Mitwirkung eines äußeren Schwingungskreises in den Elektroden induzierten Wechselspannungen bewirkt wird, glaubt Hollmann[lc 48]) experimentell widerlegt zu haben, indem er jede Einwirkung eines äußeren Schwingungssystems auf den Elektronenmechanismus durch beiderseitige kapazitive Ueberbrückung der Elektroden unterdrückte. Es ergab sich, daß in diesem Fall nur die Gill- und Morrell-Schwingungen verschwanden, daß hingegen die Barkhausen-Kurz-Schwingungen, ohne daß eine Aenderung der Frequenz festzustellen war, bestehen blieben. Nach diesen Beobachtungen muß daher noch dahingestellt bleiben, auf welche Weise tatsächlich eine Unterteilung der Elektronen vor der Anode stattfindet.

c) Die von verschiedenen Autoren mitgeteilte Beobachtung, daß die Wellenlänge der Elektronenbewegung von zwei verschiedenen Faktoren, nämlich den Elektrodengleichspannungen und den Wechselfeldern des äußeren Schwingungskreises beeinflußt wird, gibt Anlaß zu verschiedenen theoretischen Deutungen und Untersuchungen.

Kohl[lc 47]) sucht die synchrone Bewegung der Elektronen durch eine Steuerung durch die Elektronen-Wechselspannungen und die hierdurch verursachte periodische Verlagerung des Elektronenumkehrpunktes vor der Anode zu erklären. Er setzt damit voraus, daß die Frequenz seiner Schwingungen durch die Eigenperiode des Schwingungskreises festgelegt ist. Den auch bei unveränderter Abstimmung des Senders vorhandenen Einfluß der Spannungen erklärt Kohl[51]) mit einer Aenderung der Gitter-Anode-Kapazität, deren Wert durch das „Elektronen-Gas-Dielektrikum" zwischen den Elektroden bestimmt wird. Die Dielektrizitätskonstante hängt nach Einstein ab von der Elektronendichte und Wellenlänge. Kohl findet in Uebereinstimmung mit dem Experiment bei zunehmender Gitterspannung und bei zunehmendem Emissionsstrom eine Abnahme der Wellenlänge.

Pfetscher[lc 49]) entwickelt eine eingehende mathematische Theorie, welche die beiden Faktoren, das Schwingungssystem und die Elektrodenpotentiale, gleichzeitig zu erfassen sucht. Seine Betrachtungen beschränken sich indessen auf den Fall eines Anodenpotentials Null und die Annahme einer totalen Unterteilung vor der Anode, d. h. die Hälfte aller Elektronen soll auf die Anode auftreffen, die andere Hälfte soll zum Gitter zurückfliegen.

Tank und Schiltknecht[lc 46]) erklären die gleichzeitige Abhängigkeit der Frequenz von den obigen Faktoren als einen Koppeleffekt, indem sie das äußere System und die zwischen Kathode und Anode oszillierende Raumladung als zwei miteinander gekoppelte Schwingungsgebilde aufffassen. Die Verminderung der Elektronenfrequenz mit zunehmender Wellenlänge des Abstimmsystems und ebenso die Verbreiterung der einzelnen, in Bild 20 angegebenen Schwingungsbereiche folgt aus der allgemeinen Theorie der Koppelschwingungen.


Digitized by Google

Sahanek[52]) ergänzt seine Theorie von einem dynamischen negativen Widerstand zwischen Gitter und Anode. Er setzt ebenfalls voraus, daß den konstanten Elektrodenpotentialen periodisch wechselnde Spannungen überlagert sind und betrachtet den Energiegehalt, den ein durch das Gitter in den Anodenraum eindringendes Elektron abgibt bzw. aufnimmt. An diese Betrachtungen knüpft Sahanek die Schlußfolgerung, daß eine Schwingungserzeugung mit ebenen Elektroden unmöglich ist, was jedoch mit Versuchen von Romanoff[lc 29]) in Widerspruch steht; dieser konstruierte nämlich eine Röhre mit plattenförmigen Elektroden, wobei die ebenfalls plattenförmige Oxyd-Kathode durch Elektronenbombardement geheizt wurde.

Entgegen den obigen Beobachtungen findet Hollmann, daß sich beide, sowohl durch die Spannungen als auch durch das äußere System gekennzeichneten Schwingungsformen unabhängig voneinander erzeugen lassen, daß aber die Erscheinung einer gleichzeitigen Abhängigkeit von beiden Faktoren nur auf den zwischen beiden „reinen" Schwingungsformen auftretenden Uebergangsbereich beschränkt ist (vgl. Bild 22). So scheinen beispielsweise die von Grechowa angegebenen und in Bild 18 dargestellten Kurven darauf hinzudeuten, daß es sich bei der Mehrzahl der von Grechowa ausgemessenen Schwingungsbereiche um ein Uebergangsgebiet handelt, denn es lassen sich Kurven finden, die unabhängig von $E_g$ sind und nahezu horizontal verlaufen.

Eine theoretische Erfassung der Uebergangsbereiche dürfte danach erst dann Aussicht auf Erfolg haben, wenn die Vorgänge bei den charakteristischen Grenzformen der Elektronenbewegung, den Barkhausen-Kurz- und den Gill- und Morrell-Schwingungen einer vollständigen theoretischen Deutung zugänglich geworden sind.

## 4. Verschiedene Arten von Elektronenschwingungen.

a) Elektronenschwingungen im Gitter-Anodenraum.

Unter bestimmten Bedingungen fand Scheibe gleichzeitig zwei verschiedene Frequenzen, wobei sich eine gute Uebereinstimmung seiner Theorie mit der „längeren" Welle ergab. Er konnte nachweisen, daß die „kürzeren" Wellen ebensolche Abhängigkeiten von den maßgebenden Faktoren zeigten, wie die „längeren", doch bestätigte das Experiment die Annahme, die „kürzeren" Wellen seien Oberschwingungen der „längeren", nicht, sondern ergab erheblich von 2 abweichende Verhältniszahlen; zudem wurde die „kürzere" Welle auch allein gefunden, ohne daß die „längere" vorhanden war.

Ebenso beobachtete Wechsung[lc 41]) die „längeren" und „kürzeren" Wellen und fand stark von 2 abweichende Verhältnisse.

Auch von Kapzov[lc 35]) wurden zwei verschiedene Frequenzbereiche festgestellt, die z. T. gleichzeitig auftraten, und ihrer Ursache nach eng mit den vorstehenden Schwingungsformen identisch sein dürften. Er konnte die eine oder andere Frequenz durch Veränderung der Länge des Abstimmsystems in der Schaltung II (Bild 17) hervorrufen; auch nach seinen Messungen ergibt das Verhältnis beider Wellen nur angenähert 2.

Auf Grund eingehender experimenteller Untersuchungen gelang es Hollmann[lc 48 Teil II]), die Ursache der kurzwelligen Schwingungen anzugeben. Dieser variierte nämlich die Durchlässigkeit des Gitters, indem er die Windungszahlen der Gitterspiralen zwischen 2 und 22 für den Zentimeter Gitterlänge änderte, und stellte fest, daß die „längeren" Barkhausen-Kurz-Schwingungen bei um so niedrigeren Gitterspannungen in die „kürzeren" übergingen, je engmaschiger das Gitter war. Hollmann beobachtete ferner, daß, wenn das Verhältnis beider Wellen nahe an 2 herankam, ein Springen der „kürzeren" auf genau die Oberwelle der „längeren" stattfand, daß also die Oberschwingung bevorzugt

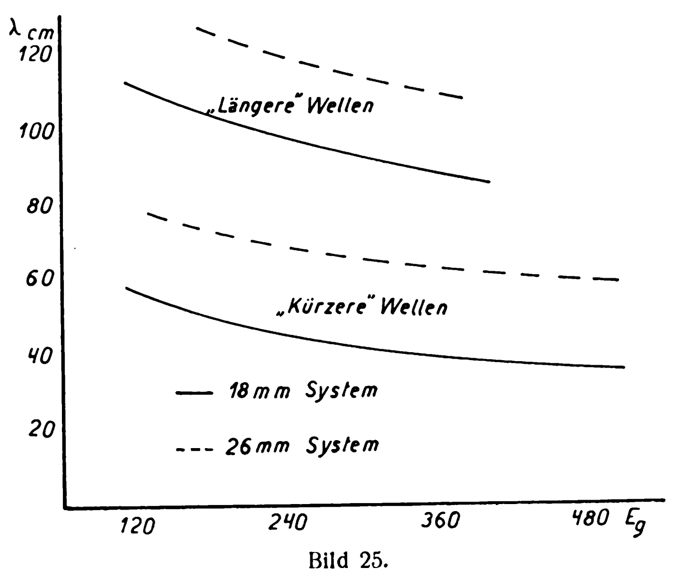



Bild 25.
„Längere" und „kürzere" Wellen in Elektrodensystemen mit verschiedenen Anodendurchmessern.

wird. In Uebereinstimmung mit Scheibe zeigte sich, daß die „kürzeren" Wellen ebenso von den Betriebsbedingungen abhingen, wie die „längeren", so daß beide ihrer Natur nach eng zusammenhängen müssen.

Pendeln nach der Vorstellung von Barkhausen und Kurz die Elektronen um das Gitter, so erklärt Hollmann die kurzwelligen Schwingungen mit einer Pendelbewegung der Elektronen ausschließlich im Gitter-Anodenraum. Seine Anschauung findet eine Stütze in der Beobachtung, daß die „kürzeren" Wellen bei einem engmaschigen Gitter bevorzugt werden: Dann durchfliegen nämlich die Elektronen das Gitter nur ein einziges Mal, prallen aber nach ihrer Umkehr vor der Anode sogleich auf die Gitterstäbe auf, oder vollführen eine Pendelbewegung zwischen Gitter und Anode. Hollmann erbringt einen experimentellen Beweis seiner Anschauung, indem er die „längeren" und „kürzeren" Wellen in Systemen mit gleichen Gitteradien, aber verschiedenen Anodendurchmessern mißt. So zeigt Bild 25 beide Wellen als Funktion der Gitterspannung, und zwar beziehen sich die ausgezogenen Kurven auf einen Anodendurchmesser von 18, die gestrichelten auf einen solchen von 26 mm, während der Gitterdurchmesser in beiden Fällen 7 mm betrug. Daraus ist zu ersehen, daß beide Wellen in Uebereinstimmung mit der Theorie und früheren Beobachtungen mit ansteigender Gitterspannung abnehmen, und daß die

Digitized by Google

Wellenlänge bei dem größeren Anodenzylinder größer ist. Nach der Theorie von Hollmann muß jedoch der auf den Gitter-Kathodenraum entfallende Frequenzanteil, der sich aus der Differenz der „längeren" und „kürzeren" Welle ergibt, in beiden Fällen gleich sein, weil ja die Dimensionen dieses Raumes nicht geändert worden sind; diese Anschauung wird durch die wiedergegebenen Kurven vollauf bestätigt. Ebenso zeigt das Experiment, daß die Anodenspannung auf den imaginären Frequenzanteil im Gitter-Kathodenraum keinen Einfluß auszuüben vermag, sondern daß sich ihre Einwirkung auf den Gitter-Anodenraum beschränkt, wie es nach der Theorie nicht anders zu erwarten ist.

b) Gill- und Morrell-Schwingungen höherer Frequenz.

Von den „Elektronenschwingungen geringerer Frequenz" erhielt Hollmann wiederum, wie bei den „längeren" Barkhausen-Kurz-Schwingungen

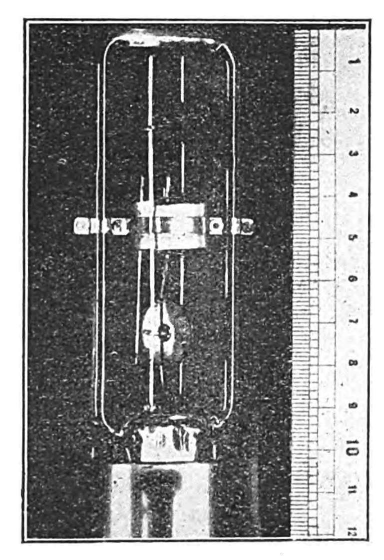


Fig. 26.
Kurzwellengenerator von Hollmann.

„Gill- und Morrell-Schwingungen höherer Frequenz", indem er ein äußeres Schwingungssystem mit den Elektronenschwingungen nahezu in Resonanz brachte. Um die verhältnismäßig großen Elektroden von 20 mm Durchmesser und 10 mm Länge auf die hohen Frequenzen abstimmen zu können, mußten sie in der Halbwelle erregt werden, indem beiderseitig ein Abstimmsystem mit den Elektroden verbunden wurde. So entsteht ein Kurzwellenoszillator, wie ihn Bild 26 im Lichtbild wiedergibt. Die Welle ändert sich linear mit dem Abstand der beiden Kondensatoren, wobei sich bei einem kleinsten Abstand von 23 mm eine kürzeste Welle von 20,8 cm ergab. Die Intensität der „kurzwelligen Gill- und Morrell-Schwingungen" war im Vergleich zu den „reinen" Elektronenschwingungen recht beträchtlich.

c) Elektronenschwingungen zwischen den Gitterstäben.

Pierret[53]) beschreibt einen Zweiröhrengenerator, mit dem er neben den bekannten Schwingungsformen bis zu etwa 30 cm Länge einen zweiten Frequenzbereich von 14—18 cm Wellenlänge erhält. Er benutzt zwei französische Kurzwellenröhren der Type TMC, deren Gitter und Anoden durch zwei geradlinige Drähte in Verbindung stehen. Das Gitter erhielt eine Spannung von + 280, die Anode eine solche von — 40 Volt. Die Intensität der Schwingungen war etwa gleich der der Barkhausen-Kurz-Schwingungen im Wellenbereich von 45—50 cm. Pierret erklärt die Schwingungen mit einer oszillierenden Bewegung der Elektronen zwischen den Gitterstäben, und zwar infolge der durch eine Rückwirkung zwischen beiden Röhren hervorgerufenen Wechselspannungen.

Bei Versuchen mit der gleichen Röhrentype gelang es Hollmann[54]), die Frequenz der Gill- und Morrell-Schwingungen bis auf etwa 36 cm herabzusetzen. Zwischen diesen Bereichen fand er ebenfalls kurzwellige Schwingungen von etwa 17 cm Wellenlänge, doch arbeitete er im Gegensatz zu Pierret mit einer einzigen Röhre. Die Gitterspannung betrug 240 bis 320 Volt, und die Anodenspannung konnte zwischen 0 + 4 Volt variiert werden, ohne daß sich eine bemerkenswerte Aenderung der Frequenz ergab. Sie nahm hingegen stark mit dem Emissionsstrom ab, und so erhielt Hollmann bei stärkster Belastung der Röhre als kürzeste Welle 13,2 cm. Die Schwingungen wurden durch einen auf das Gitter aufgesetzten Draht, der durch eine verschiebbare Metallplatte abgestimmt werden konnte, verstärkt.

In einer folgenden Arbeit beschreibt Pierret[55])[56]) die gleiche Anordnung, wie sie Hollmann angibt. Er erweitert seine Theorie und stützt sich auf Untersuchungen von McCarty[57]). Dieser gibt an, daß auf ein in Richtung auf das Gitter fliegendes Elektron neben der in radialer Richtung wirkenden Kraft eine senkrecht dazu gerichtete Komponente auftritt, die von den einzelnen Gitterstäben herrührt. Mitten zwischen zwei Gitterstäben heben sich diese Komponenten auf, und die auf das Elektron einwirkende Kraft ist Null. Wird das Elektron von diesem Indifferenzpunkt aus ein kleines Stück $x$ senkrecht zum Gitter ausgelenkt, so entstehen Kräfte, die es wieder in den Indifferenzpunkt zurückzubringen suchen. Setzt man die Gitterstäbe als geradlinig voraus und ist ihr Abstand gleich $2\,a$, so ergibt sich die Rückstellkraft zu

$$\frac{4 \cdot q \cdot e \cdot x}{a^2 + x^2}$$

worin $q$ die Ladung pro Längeneinheit der Gitterstäbe bedeutet. Bei den hohen Frequenzen kann $x$ gegen $a$ vernachlässigt werden, und es ergibt sich die Frequenz der Elektronenbewegung zu

$$\omega' = \frac{2}{a}\sqrt{q\frac{e}{m}}$$

Diese Elektronenschwingungen rufen nun im Gitter Wechselspannungen der doppelten Frequenz hervor. analog einem unter Einwirkung einer senkrecht gerichteten periodischen Kraft stehenden Pendels, so daß sich die Frequenz der stehenden Wellen des Gitterdrahtes ergibt zu

$$\omega = \frac{4}{a}\sqrt{q\frac{e}{m}}$$


Digitized by Google

Pierret errechnet die Gitterladung seiner Röhre aus der Gleichung:

$$q = \frac{a}{2\pi r_g}\left(\frac{V_g}{\log\frac{r_g}{r_a}} + \frac{V_g - V_a}{\log\frac{r_a}{r_g}}\right)$$

und erhält eine Wellenlänge von 11,7 cm, während das Experiment 16,5 cm ergibt. $V_g$ geht in die Gleichung von Pierret unter der Wurzel ein, so daß eine Abhängigkeit der Frequenz von der Gitterspannung wie bei den Barkhausen-Kurz-Schwingungen zu erwarten ist. Damit stehen indessen die Beobachtungen von Hollmann im Widerspruch. Ferner soll im Gegensatz zu Barkhausen und Kurz die Frequenz nicht allein vom Gitterradius $r_g$, sondern auch von dem Abstand zweier Gitterdrähte 2a abhängen*).

### 5. Die Energie der Elektronenschwingungen.

Im Vergleich zu den Rückkoppelanordnungen, mit denen Bergmann[1c 11]) bei einer Welle von 92 cm noch kleine Glühlämpchen im Lechersystem zum Aufleuchten brachte, ist die Energie der durch Elektronenbewegung verursachten Schwingungen nur gering. Zahlenmäßige Angaben, welche auf die Energie schließen lassen, finden sich nur bei wenigen Autoren und exakte Leistungsmessungen sind bei Frequenzen von $10^9$ bisher überhaupt noch nicht bekannt geworden.

Kohl[58]) gibt als Maßstab den mittels eines Detektors oder Thermoelements in einem linearen Dipolempfänger gemessenen Strom an, wobei natürlich auch die Entfernung maßgebend ist. So erhält er mit seiner 30-cm-Kurzwellenröhre in einer Entfernung von 60 cm einen hochfrequenten Schwingungsstrom von maximal 1 mA.

Hollmann weist die Intensität seiner Schwingungen auf die von Gill und Morrell angegebene Weise mittels eines in Strombauch des Schwingungskreises angebrachten Thermoelementes nach (vgl. Bild 15). Dabei zeigt sich, daß sich die Barkhausen-Kurz-Schwingungen überhaupt nicht im äußeren System bemerkbar machen, daß aber die Gill- und Morrell-Schwingungen eine beträchtliche Intensität erreichen. So erhielt Hollmann mit einer Schott-*K*-Röhre" bis 0,5 Amp. bei einer Welle von 66 cm und mit einer französischen TMC-Röhre 0,12 Amp. bei 38 cm Welle.

Entsprechend erreichten auch die Wechselspannungen im Schwingungsbauch des Abstimmsystems beträchtliche Werte. So kam z. B. ein zwischen die Drähte gebrachtes Neonröhrchen zum Aufleuchten, ohne daß die Elektroden mit den Drähten verbunden waren. Zahlenmäßige Angaben lassen sich aber daraus nicht entnehmen, weil die Zündspannung einer Glimmentladung bei Hochfrequenz stark herabgesetzt wird[59])[60]).

In einer späteren Arbeit beschreibt Hollmann[61]) eine Sendeanordnung für kurze Wellen, die hauptsächlich die Gill- und Morrell-Schwingungen auszunutzen gestattet. Er untersucht die bei Rückkoppelanordnungen gebräuchlichen Modulationsverfahren mit dem Ergebnis, daß die Modulation des Steuerelektrodenpotentials am wirksamsten ist. Mit dieser Apparatur konnten unter Benutzung eines Röhrenempfängers Entfernungen bis zu 500 Wellenlängen bei einer Welle von 75 cm überbrückt werden, ohne daß Reflektoren zur Anwendung kamen.

Von verschiedenen Autoren sind Versuche angestellt worden, durch Parallelschalten mehrerer Röhren die Schwingungsenergie zu erhöhen. Der Zweiröhrengenerator von Grechowa[1c 34])[45]) wurde bereits besprochen. Durch Hinzufügen weiterer Röhren nach Art des Bildes 27 konnte Grechowa die Schwingungsintensität weiter steigern, wie Messungen mittels eines Rahmenempfängers und Detektors zeigten. Grechowa gibt an, daß die Ausschläge des Detektorgalvanometers im Empfangskreis

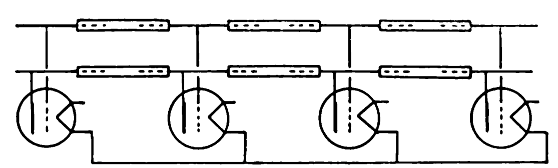


Bild 27.
Mehrröhrengenerator von Grechowa.

linear mit der Röhrenzahl steigen, so daß kein Hindernis besteht, durch Vermehrung der Röhren die Schwingungsenergie beliebig zu erhöhen.

Auf ähnliche Weise koppelte Scheibe[62]) zwei und mehrere Röhren miteinander. Er fand, daß durch das Parallelarbeiten zweier Röhren die Energie um mehr als das Doppelte der Einzelröhre, sogar bis auf das Siebenfache ansteigt. Dabei ist es nicht erforderlich, daß beide Röhren mit ihren Systemen genau die gleiche Frequenz erzeugen, wenn sie getrennt erregt werden. Vielmehr findet beim Parallelarbeiten eine Mitnahme der Frequenz statt, wie beim fremdgesteuerten Röhrensender.

Ferner findet Scheibe, daß bei Fremderregung durch die eine Röhre die angekoppelte zweite schon bei 30—50% geringeren Emissionsströmen zu schwingen beginnt, als sie zum selbständigen Schwingen benötigt. Hollmann nimmt an, daß es sich bei den von Scheibe erzeugten Schwingungen um Gill- und Morrell-Schwingungen handelt, was auch die Mitnahme der Frequenz erklären würde. Die Erweiterung der Schwingbereiche wird dann dadurch bewirkt, daß durch die Fremderregung der einen Röhre im zweiten Schwingungssystem eine Dämpfungsreduktion stattfindet, die sich naturgemäß umgekehrt auswirkt, wie eine Dämpfungsverstärkung. Hierfür wies Hollmann eine Verkleinerung der Schwingungsbereiche nach, so daß sich im obigen Fall eine Verbreiterung ergeben muß. Auf Grund dieser gegenseitigen Beeinflussung ist denn auch die von Scheibe angegebene Energiesteigerung auf mehr als das Doppelte zu erklären.

Scheibe erhielt mit zwei parallelarbeitenden „Schott"-Röhren in einem angekoppelten Resonanzkreis, in dem ein Hitzdrahtluftthermometer lag[63]), 1,3 Milliwatt bei einer Wellenlänge von 80,8 cm, doch dürften diese Angaben weit unterhalb der tatsächlichen Senderleistung liegen.

*) Eine nähere Untersuchung des von Pierret und Hollmann beobachteten kurzwelligen Schwingungsbereichs folgt demnächst in dieser Zeitschrift.

Digitized by Google

### 6. Elektronenschwingungen im Magnetfeld.

Eine besondere Erscheinungsform von Elektronenschwingungen beobachtete Breit[64]). Er variierte den Gitterstrom und damit das Gitterpotential durch einen veränderlichen Widerstand. Den Einsatz und die Intensität seiner Schwingungen stellte er durch elektrometrische Messungen des Anodenpotentials fest. Aus der Deformation der Anodenpotential-Gitterstromkurve fand er, daß die Schwingungen einer starken Beeinflussung durch ein senkrecht zu

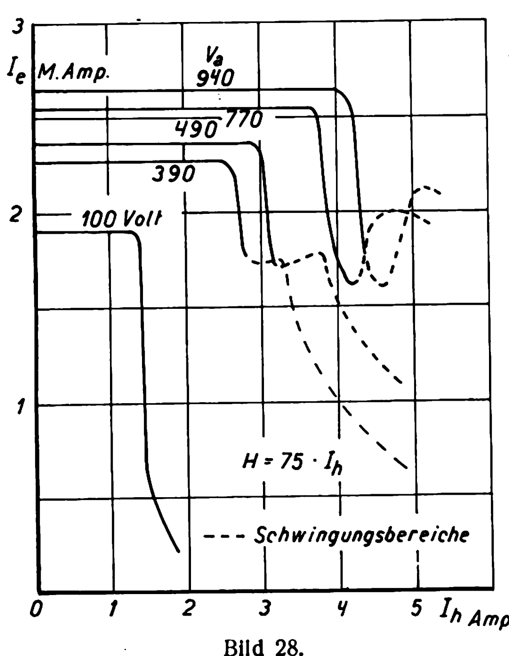



Bild 28.
Die Schwingungsbereiche im Magnetron.

den Elektroden gerichtetes Magnetfeld von Bruchteilen eines Gauss unterliegen. Weitere Angaben über eine etwaige Aenderung der Wellenlänge usw. werden nicht gemacht.

Tank[1c37]) gibt an, daß ein magnetisches, den Elektrodenachsen parallel gerichtetes Feld den Einsatz von Elektronenschwingungen erleichtert. Treten bei positiver Anode normalerweise keine Schwingungen auf, weil alle Elektronen von der Anode angezogen werden und nicht zum Gitter zurückkehren, so gelingt es Tank und Schiltknecht[1c46]), durch ein Magnetfeld die Elektronenbahnen derart abzukrümmen, daß noch bei einer Anodenspannung von + 100 Volt ein Anschwingen stattfindet.

Ein ebenfalls in Richtung der Elektrodenzylinder verlaufendes Magnetfeld wendet Žáček[65]) an. Er benutzt zur Schwingungserzeugung eine Diode, die lediglich aus dem Heizfaden und einer zylindrischen Anode besteht, und findet, daß die Frequenz von einem äußeren System unabhängig ist, dagegen in gleicher Weise von der Intensität des Magnetfeldes wie des elektrischen Feldes zwischen Anode und Kathode abhängt. Hierfür gibt er die Beziehung an:

$$\lambda = \frac{a}{H_k} = \frac{A}{\sqrt{E_a - B}}$$

worin $H_k$ die kritische magnetische Feldstärke, bei der die Schwingungsenergie ein Maximum aufweist, und $a$, $A$ und $B$ Konstanten sind. Žáček erhielt als kürzeste Welle 29 cm bei einer Anodenspannung von 300 Volt.

Auch Yagi[66]) und Okabe[67]) benutzen eine Zweielektrodenröhre innerhalb eines Magnetfeldes. Wird die Stärke des Magnetfeldes geändert, so ist zu erwarten, daß der Anodenstrom nach Ueberschreiten eines kritischen Wertes der Feldstärke bis auf Null absinkt, in welchem Fall alle von der Kathode emittierten Elektronen kreisförmige Bahnen beschreiben, deren Durchmesser kleiner als der Anodenradius bleibt, und wie es die unterste Kurve des Bildes 28 für eine Anodenspannung von 100 Volt wiedergibt. Experimentell zeigt sich aber bei höheren Spannungen, daß der Strom nicht plötzlich auf Null absinkt, sondern daß ein Reststrom bestehen bleibt. In diesem Bereich setzen die Schwingungen ein, wie die weiteren Kurven des Bildes 28 erkennen lassen. Um das Elektrodensystem auf die sehr hohen Frequenzen abstimmen zu können, schlitzten Yagi und Okabe den Anodenzylinder auf, wie es aus der schematischen Darstellung des Bildes 29 zu ersehen ist. Durch Verschieben des Punktes $B$ sind die einzelnen Segmente samt ihren Zuleitungen auf $\frac{1}{4}\lambda$ abzustimmen. Für dieses „Schlitzanodenmagnetron" ergibt sich, daß die Wellenlänge nur von der Intensität des Magnetfeldes abhängt, während der Einfluß der Anodenspannung unmerklich gering ist; für ein gegebenes Anodenpotential ist dann jeweils durch Einstellung des Magnetisierungs- und Heizstromes ein Energiemaximum zu erhalten. Auf diese Weise erzielten beide Autoren äußerst kräftige Schwingungen von 40 cm Welle, und konnten dieselben mittels eines Röhrenempfängers noch in 1 km Entfernung nachweisen. Sie bedienten sich hierbei allerdings gerichteter Antennenkombinationen. Bei einem Anodendurchmesser von 2,2 mm und einer Anodenspannung von 1250 Volt erhielten sie eine kürzeste Grundwelle von 12 cm.

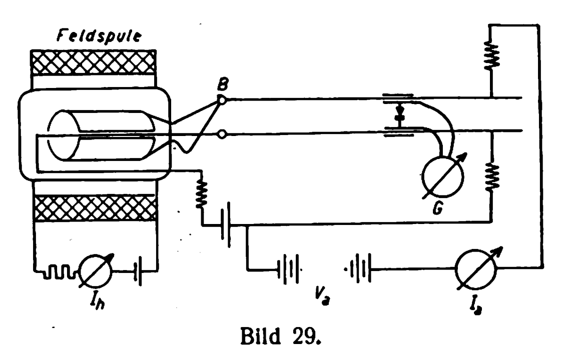



Bild 29.
„Schlitz-Anodenmagnetron" von Yagi und Okabe.

In einer neueren Arbeit untersucht Okabe[68]) auch die Einwirkung eines Magnetfeldes auf die in einer Dreielektronenröhre auftretenden Schwingungen. Seine Anordnung stimmt schaltungsmäßig mit dem in Bild 15 dargestellten Oszillator überein, nur daß die Röhre sich innerhalb einer axialen Magnetisierungsspule befindet. Die Beziehungen zwischen Wellenlänge, Magnetfeld und Elektrodenpotentialen sind im wesentlichen gleich denen bei der Zweielektrodenröhre. Es zeigen sich indessen unter den angegebenen Kurven verschiedene Frequenzbereiche, sodaß es sich teilweise um Barkhausen-Kurz-, teilweise um Gill- und Morell-Schwingungen handeln

Digitized by Google

dürfte. Okabe beobachtete die Schwingungen auch ohne Magnetfeld, betont indessen, daß sie unter der Einwirkung eines magnetischen Bremsfeldes nicht nur intensiver, sondern auch leichter zu erhalten seien. Unter Zuhilfenahme einer mit dem äußeren Paralleldrahtsystem verbundenen Hilfselektrode erhielt Okabe in einer geschlitzten Zweielektrodenröhre einen maximalen Detektorstrom von über 0,1 Amp.; danach müssen die Hochfrequenzströme im Schwingungssystem ein Vielfaches dieses Betrages erreichen.

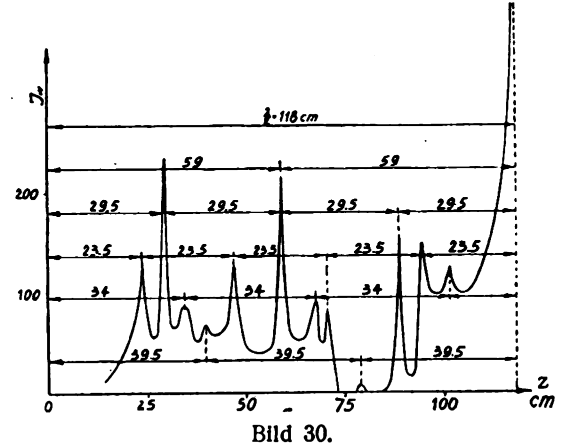



Bild 30.
$J_w$ = Detektorstrom im Wellenmessersystem, $z$ = Brückenstellung im Wellenmessersystem. Röhre Schott M. $E_a = -10$ Volt, Sättigungsstrom 15 MA.
Oberwellen im Schwingungssystem nach Schiltknecht und Tank.

## 7. Die Aussiebung von Oberwellen.

Auf Grund der verschiedenen Verweilzeiten der Elektronen in der Gitter-Kathode und im Gitter-Anodenraum ist zu erwarten, daß die Barkhausen-Kurz-Schwingungen keinen rein sinusförmigen Verlauf aufweisen, und daß sich daher Oberschwingungen aussieben lassen werden. Versuche, auf diese Weise sehr kurze Wellen zu erhalten, schlugen jedoch größtenteils fehl, wenn auch, wie z. B. von Schaefer und Merzkirch[lc26]) in einzelnen Fällen an Stelle der nach dem Kurvenverlauf zu erwartenden Grundwelle plötzlich die Oberwelle gefunden wurde.

Demgegenüber weisen jedoch Schiltknecht und Tank[69]), ausgehend von einer Grundwelle von 472 cm, eine Reihe von Oberschwingungen nach. Die Intensität der einzelnen Oberwellen hing von der Art der Erregung der Grundwelle, d. h. von den Spannungen und der Abstimmung des äußeren Systems ab. Messungen auf dem Lechersystem ergaben für obige Grundwelle die im Bild 30 dargestellte Verteilung der Maxima; die auf den ersten Blick völlig unsymmetrisch scheinende Kurve läßt sich bis zur neunten Harmonischen analysieren.

Heim[lc 31]) erregt zunächst das äußere System in der Grundwelle. Ungefähr im ersten Strombauch des Schwingungskreises I koppelt er dann auf die aus Bild 31 ersichtliche Weise ein zweites Drahtsystem II an, dessen Länge für die erste Oberwelle $\lambda_0/4$ betragen muß. Ausgehend von einer Grundwelle von 120 cm erhielt Heim in diesem System auch die zweite Oberschwingung mit 36 cm Wellenlänge sowie die dritte Harmonische, doch war deren Intensität bereits so gering, daß sie nicht mehr gemessen werden konnte.

Grechowa[70]) berechnet für ihren Zweiröhrengenerator die sich aus den Gleichungen von Abraham[71]) ergebenden Obertöne des Schwingungsgebildes. Diese stehen nicht in einem ganzzahligen Verhältnis, weil die in den Schwingungsbäuchen und -Knoten konzentriert zu denkenden Elektrodenkapazitäten je nach der Frequenz und dem Erregungszustand des Systems verschiedene Größe haben. Experimentell läßt sich nur eine geringe Zahl der aus der Rechnung hervorgehenden Obertöne anregen.

Zum Schluß sei noch eine Bemerkung hinzugefügt über die kürzesten bisher mit Elektronenröhren erzeugten Wellen. Potapenko[72]) benutzte eine Modifikation der Barkhausenschen Bremsfeldschaltung und verhältnismäßig geringe Gitterspannungen von 100—150 Volt; er erhielt unterhalb der Barkhausenschen Formel $\lambda^2 \cdot E_g$ = const. Wellen bis zu 3,5 cm*).

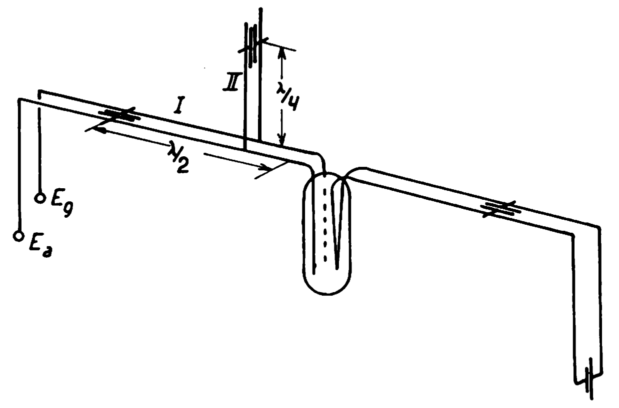



Bild 31.
Anordnung zur Aussiebung von Oberwellen nach Heim.

*) Nach einer brieflichen Mitteilung an den Verfasser.

Literaturverzeichnis zu Abschnitt II, 3—7.


49) O. Pfetscher: Phys. ZS. **29**, S. 395, 1928.
50) N. Kapzov: ZS. f. Phys. **49**, S. 395, 1928.
51) K. Kohl: Verhandl. d. D. Phys. Ges. **9**. S. 36, 1928.
52) J. Sahanek: Phys. ZS. **29**, S. 640, 1928.
53) M. E. Pierret: Compt. rend. **186**, S. 1284, 1928.
54) H. E. Hollmann: Ann. d. Phys. **86**. S. 1062, 1928.
55) M. E. Pierret: Journ. de Phys. **9**, S. 97, 1928.
56) M. E. Pierret: Compt. rend. **186**, S. 1601, 1928.
57) L. F. McCarty: Phys. Rev. **30**, S. 878, 1927.
58) K. Kohl: Phys. ZS. **28**, S. 878, 1928.
59) F. Kirchner: Ann. d. Phys. **77**, S. 287, 1925.
60) E. Penning: Physica 1927, S. 80.
61) H. E. Hollmann: Elektr. Nachr. Techn. **5**, S. 268, 1928.
62) A. Scheibe: Jahrb. d. drahtl. Tel. **27**, S. 1, 1926.
63) A. Scheibe: Jahrb. d. drahtl. Tel. **25**, S. 12, 1925.
64) G. Breit: Journ. Frankl. Inst. **197**, S. 355. 1924, Journ. Opt. Soc. Am. **9**, S. 709, 1924, Phys. Rev. **23**, S. 300, 1924.
65) A. Zacek: Cas. pro pest. mat. **53**, S. 378, 1923. Vgl. auch Jahrb. d. drahtl. Tel. **32**, S. 172, 1928.
66) H. Yagi: Proc. of Inst. Radio Eng. **16**, S. 715. 1928.
67) K. Okabe: Journ. Inst. E. E. Japan 1928, S. 284.
68) K. Okabe: Techn. Rep. of the Tohoku Imp. Un. **7**, S. 241, 1928.
69) E. Schiltknecht und F. Tank: Arch. de Geneve **5**, S. 215, 1925.
70) M. T. Grechowa: Phys. Z S. **29**, S. 726, 1928.
71) M. Abraham: Theorie der El. Bd. 1, 6. Aufl.
72) G. Potapenko: Im Erscheinen.


Digitized by Google

# Patentschau.

Von Carl Lübben.

### Beseitigung von Oberwellen.

D.R.P. 467 692, Klasse 21a[4], Gruppe 1 (Lorenz), Pat. vom 4. August 1827 — identisch mit brit. Pat. 294 977 —, ausgegeben am 1. November 1928.

Die Entstehung von Oberwellen oder Nebenwellen bei Röhrensendern ist sehr oft darauf zurückzuführen, daß infolge von Streuinduktivitäten bzw. Kapazitäten in Verbindung mit einzelnen Abstimmelementen Schwingungskreise gebildet werden, die eine Erregung der Störwellen veranlassen. Erfindungsgemäß sollen die störenden Wellen dadurch unterdrückt werden, daß die Bildung von solchen Nebenkreisen verhindert wird. Eine solche Anordnung

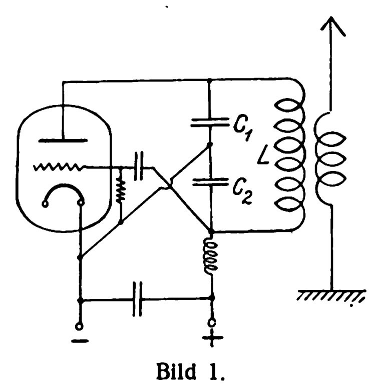



Bild 1.

zeigt z. B. das Bild 1, wobei der Schwingungskreis derart ausgebildet ist, daß zwischen den Elektroden der Röhren unmittelbar nur Kapazitäten liegen, so daß die Bildung von Nebenkreisen erschwert ist.

### Störbefreiung bei Hochfrequenzmaschinen.

Franz. Pat. 643 013 (Lorenz, 28. Oktober und 11. Dezember 1926), veröffentlicht am 8. September 1928.

Bei Hochfrequenzmaschinen treten häufig störende Trillertöne auf, die durch Ungenauigkeiten in der Ausbalanzierung der schwingenden Teile verursacht werden. Erfindungsgemäß sollen diese Störungen dadurch beseitigt werden, daß besondere Ausgleichsmassen (Quecksilber) angebracht werden, um die Ausbalanzierung vollständig durchzuführen.

### Frequenzvervielfachung mittels Eisendrosseln.

D.R.P. 468 672, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Dornig), Pat. vom 5. März 1926, ausgegeben am 19. November 1928.

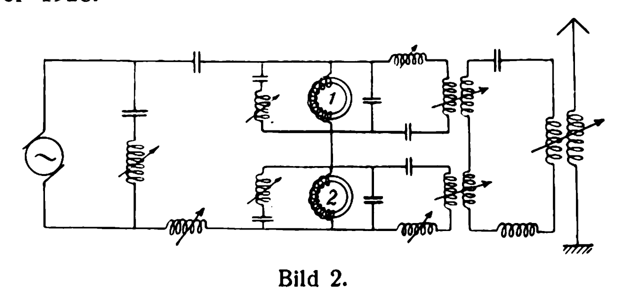



Bild 2.

Bei der in Bild 2 dargestellten Schaltung zur Frequenzvervielfachung werden zwei eisengeschlossene Drosseln 1 und 2 so erregt, daß ihre Selbstinduktionsspitzen zeitlich voneinander getrennt sind, wie dies Bild 3 zeigt. Bei richtiger Abgleichung der Amperewindungen beider Drosseln erfolgt ein phasenrichtiges Zusammenarbeiten auf den gemeinsamen Nutzkreis.

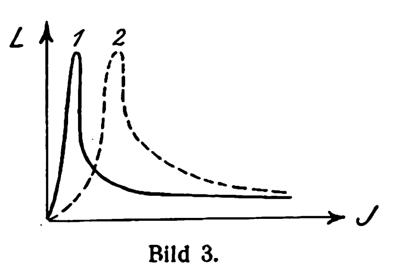



Bild 3.

### Piezogesteuerter Röhrensender.

Franz. Pat. 642 969 (Radiofrequenz, 26. Oktober 1926), veröffentlicht am 2. September 1928.

In Bild 4 ist eine neue Schaltung für einen piezogesteuerten Röhrensender wiedergegeben, bei dem

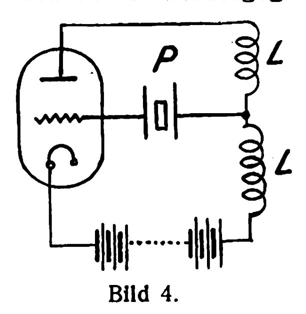



Bild 4.

der Piezokristall *P* zwischen Gitter und einer Spule *L* geschaltet ist, die im Anodenkreis liegt.

### Piezogesteuerter Röhrensender.

Amer. Pat. 1 683 130 (Gebhard, 16. Dezember 1926), Pat. am 4. September 1928.

Bild 5 zeigt die Schaltung eines piezogesteuerten Röhrensenders mit Rückkopplung. Um mit wenig

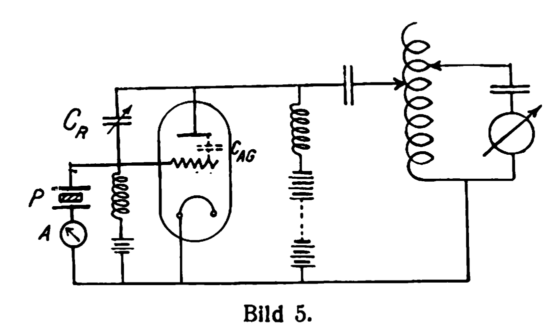



Bild 5.

Röhrenstufen eine möglichst große Energie zu erzielen, ist zwischen Gitter und Anode ein Kondensator $C_R$ eingeschaltet, mit dem die Schwingungserzeugung so geregelt werden kann, daß eine maximale Energieabgabe erfolgt.

### Herstellung von Piezokristallen.

D.R.P. 467 593, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 20. Juli 1927, ausgegeben am 5. November 1928 — identisch mit Brit. Pat. 294 174.



Vergleiche das Referat in dieser Zeitschrift **33**, 1929, Heft 1.

**Kurzwellen-Röhrensender.**

D.R.P. 468 629, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Lorenz), Pat. vom 6. Dezember 1927, ausgegeben am 19. November 1928.

Um ein einfaches leichtes Kurzwellensendegerät zu schaffen, soll erfindungsgemäß zur Steuerung des Senders ein Piezokristall verwendet werden und der Schwingungskreis bzw. der mit diesem gekoppelte Antennenkreis aperiodisch ausgebildet sein. Für die verschiedenen Wellenlängen sind verschiedene Piezokristalle vorgesehen, die mit unverwechselbaren

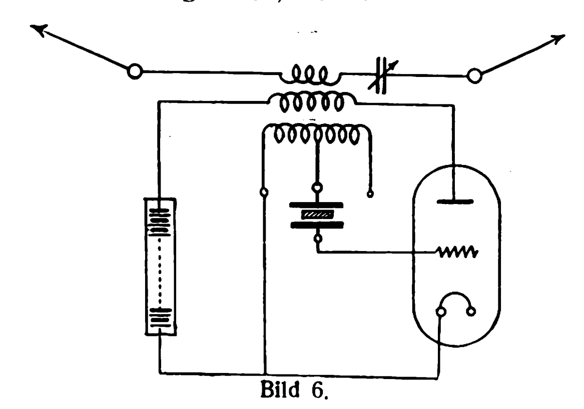


Bild 6.

Anschlußvorrichtungen versehen sind, durch die beim Einführen des betr. Piezokristalles die erforderlichen Schaltänderungen selbsttätig vorgenommen werden. In Bild 6 ist die Schaltung eines solchen Gerätes dargestellt. Der Anodenkreis ist ebenso wie der Gitterkreis aperiodisch ausgebildet und beide sind miteinander gekoppelt, um eine Rückkopplung zu erzielen. Diese ist in vielen Fällen erforderlich, weil bei der Art der Schaltung der Piezokristall nicht immer ausreicht, die betr. Schwingung anzuregen.

**Kurzwellensender.**

Brit. Pat. 297 328 (TKD Nürnberg, 17. September 1927), veröffentlicht am 7. November 1928.

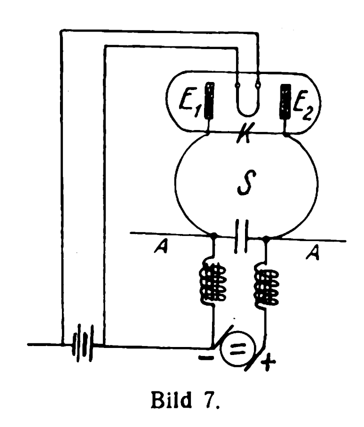



Bild 7.

Zur Erzeugung kurzer Wellen wird die in Bild 7 wiedergegebene Anordnung vorgeschlagen. In einer Röhre sind zu beiden Seiten der Glühkathode *K* Elektroden $E_1$ und $E_2$ angeordnet, die einen Kondensator bilden. Mit diesen Elektroden ist der Schwingungskreis *S* und mit diesem die Antenne *A* verbunden.

**Kurzwellensender.**

Brit. Pat. 297 775 (Marconi, 27. September 1927), veröffentlicht am 21. November 1928.

Die Antenne *A* (Bild 8) ist zusammen mit den Elektroden der Röhre in einem gemeinsamen Behälter eingebaut. Die Zuführungen *a* und *b* zu den Elektroden und die Antenne *A* sind so angeordnet, daß die Uebertragung der erzeugten Schwingungen auf die Antenne durch die Zuleitungen *a*, *b* erfolgt. Die Kapazität der Antenne kann durch Metallzylinder *C*

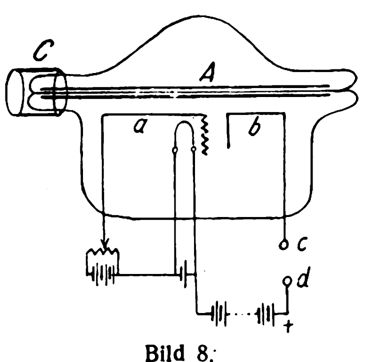



Bild 8.

geändert werden, die an den Röhrenenden außen verschiebbar angeordnet sind. Die ganze Anordnung kann in einem parabolischen Reflektor eingebaut sein.

**Fading-Beseitigung.**

Brit. Pat. 298 463 (Siemens & Halske), 8. Oktober 1927 — Zusatz zum Brit. Pat. 290 273, veröffentlicht am 5. Dezember 1928.

Zur Beseitigung von Fadingstörungen verwendet man Kontrollfrequenzen, die am Empfänger die Lautstärke steuern. Es wird vorgeschlagen, diese Kontrollfrequenz zu modulieren und am Empfänger den Mittelwert des ganzen Kontrollfrequenzbandes zur Kontrolle auszunutzen, um Interferenzstörungen zwischen der Raum- und der Oberflächenwelle der Kontrollfrequenz zu verringern.

**Beseitigung des Fadingeffektes.**

D.R.P. 467 595, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 8. Mai 1926, ausgegeben am 2. November 1928.

Zur Beseitigung der Fadingstörungen sendet man das gleiche Signal auf verschiedenen Wellen aus. Gemäß der Erfindung sollen die beiden Sendefrequenzen so gewählt werden, daß sie ungefähr um die doppelte Schwingungszahl eines gut hörbaren Tones auseinanderliegen. In diesem Falle kann man auf der Empfangsseite beiden Wellen die gleiche Hilfsfrequenz überlagern, die gleich der kleineren Sendefrequenz vermehrt um die halbe Differenz beider Sendefrequenzen ist. Beide Schwebungswellen haben unter diesen Verhältnissen die gleiche Tonfrequenz, so daß beim Ausfall einer Welle die andere hörbar bleibt. Als Differenz der beiden Sendefrequenzen nimmt man zweckmäßig 2000.

**Fading-Beseitigung.**

Brit. Pat. 297 015 (Robinson, 12. April 1927), veröffentlicht am 7. November 1928.


Digitized by Google

Zur Beseitigung der Fadingstörungen verwendet man bekanntlich auf der Empfangsstation mehrere Richtantennen, die in verschiedenen Ebenen liegen. Bei der in Bild 9 dargestellten Anordnung ist mit den Richtantennen 1 und 2 je eine Audionröhre $R_1$, $R_2$ verbunden. Durch einen kleinen Hilfssender $R_3$ werden die Gittervorspannungen der beiden Röhren

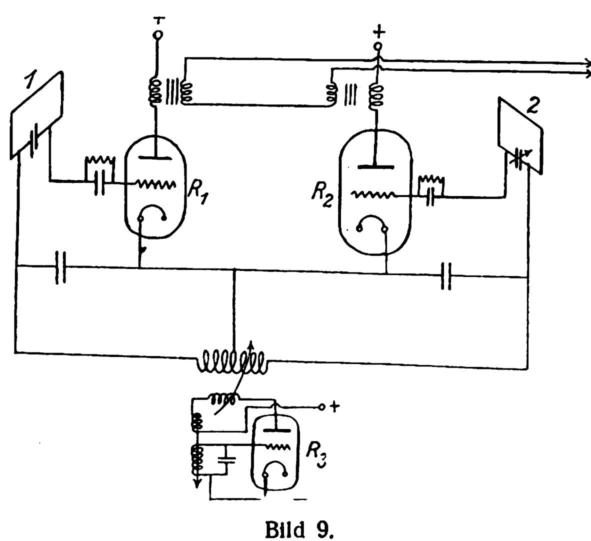



Bild 9.

$R_1$ und $R_2$ wechselseitig so gesteuert, daß jeweils nur eine Röhre wirksam ist und sich im gemeinsamen Empfangskreis der Empfang beider Antennen getrennt nacheinander überlagert. Bei der in Bild 10

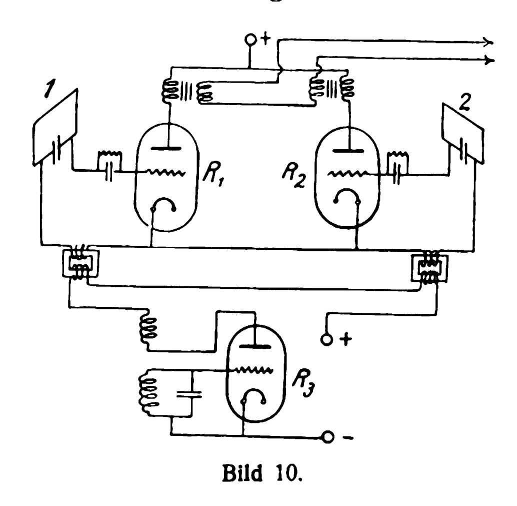



Bild 10.

wiedergegebenen Anordnung erfolgt durch den Hilfssender eine abwechselnde Verstimmung der Gitterkreise beider Röhren mit dem gleichen Effekt wie bei der Schaltung nach Bild 9.

### Modulation von Röhrensendern.

Brit. Pat. 298 481 (Westinghouse Electric & Man. Co., 8. Oktober 1927), veröffentlicht am 5. Dezember 1928.

Bei der in Bild 11 wiedergegebenen Anordnung zur Modulation von Röhrensendern ist parallel zum Anodenkreis $LC$ des piezogesteuerten Senders über einen Blockkondensator $C_b$ eine Selbstinduktion $L_m$ geschaltet, die im Anodenkreis der Modulationsröhre $M$ liegt. Die Größe der Selbstinduktion wird bei der Modulation beeinflußt, so daß entsprechende Frequenzänderungen im Anodenkreis der Hauptröhre auftreten.

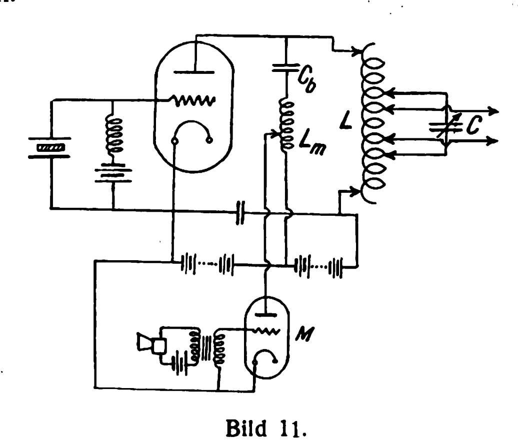



Bild 11.

### Verbesserung der Rundfunkübertragung.

D.R.P. 467 596, Klasse 21a[4], Gruppe 14 (Skinner Organ Co., New York), Pat. vom 19. April 1923, amer. Priorität vom 8. Februar und 26. März 1923, ausgegeben am 29. Oktober 1928.

Bekanntlich wird die Qualität der Rundfunkdarbietungen beim Senden und Empfangen oft stark verändert. Erfindungsgemäß sollen diese Verzerrungen dadurch ausgeglichen werden, daß am Sender der Vortragende mit einem Schallisolierhelm versehen ist, so daß er seine eigene Darbietung nicht hört. Mit diesem Schallhelm ist ein Empfänger verbunden, so daß der Darbietende den tatsächlichen Empfang hört und danach seine Darbietung regeln kann.

### Richtantenne.

Franz. Pat. 643 559 (Soc. Franc. Radioel., 12. April 1927), veröffentlicht am 19. September 1928.

Zur Erzeugung einer scharf gerichteten Strahlung wird ein Antennensystem vorgeschlagen, das aus einem fortlaufenden Antennenleiter besteht, der im Zickzack auf einer Zylinderfläche angeordnet ist. In Bild 12 und 13 sind zwei verschiedene Antennenformen dieser Art wiedergegeben.

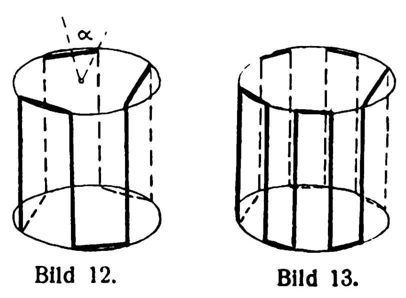



Bild 12. Bild 13.

Wenn die Achse des Zylinders vertikal orientiert ist, so entsteht eine vertikal polarisierte Strahlung, die sich horizontal ausbreitet. Für die Feldstärke der in Bild 12 dargestellten Anordnung ergibt sich:

$$E = \frac{\pi^3 d^3}{\lambda^3}\left[\frac{1}{4\cdot 3!} - \frac{5}{10\cdot 5!}\cdot\frac{\pi^2 d^2}{\lambda^2} \cdot \cdot \cdot \cdot\right] \cos\alpha\, 3 \cos\omega t$$

wo $d$ der Durchmesser des Zylinders ist. Aehnliche Formeln ergeben sich für andere Systeme. Es können auch mehrere Zylinder zusammenwirken, die verschiedene Drahtzahl besitzen.


Digitized by Google

### Richtantennensystem.

Brit. Pat. 298 131 (Koomans, 3. Oktober 1927), verfentlicht am 28. November 1928.

Es sollen gemäß der Erfindung Antennenpaare :rwendet werden, deren jedes aus parallelen Dräh- n *a*, *b* (Bild 14) besteht, und die voneinander eine ılbe oder ganze Wellenlänge entfernt sind. Bei nem Abstand gleich einer halben Wellenlänge (wie Bild 14 dargestellt) sind die Zuführungsleitungen

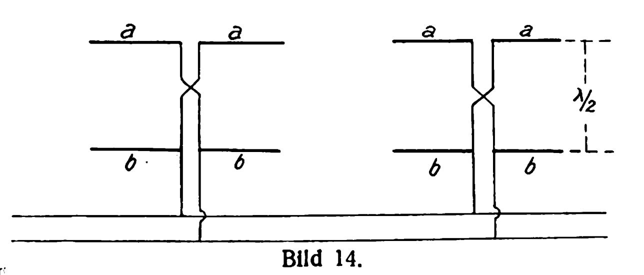


Bild 14.

ekreuzt, um eine phasenrichtige Erregung der Einzeldrähte zu erzielen. In bestimmten Intervallen nd die Antennendrähte kürzer oder es ist an diesen tellen ein Antennenpaar fortgelassen.

### Verhinderung des Anpeilens.

D.R.P. 467 693, Klasse 21a⁴, Gruppe 48 (Telefunen), Pat. vom 27. Mai 1925, ausgegeben am 9. November 1928.

Versuche haben ergeben, daß die Peilung eines enders unmöglich wird, wenn der Sender gerichtet endet und die Ausstrahlungsrichtung einem raschen Vechsel unterworfen wird. Man kann in der Weise erfahren, daß man eine Richtantenne rotieren läßt der mehrere Richtantennen wechselweise nacheinnder einschaltet. Gewöhnlich besitzen gerichtete ıntennen noch eine kleine ungerichtete Strahlung. Diese ist zweckmäßig durch eine zusätzliche unerichtete Antenne zu kompensieren.

### Peilgerät.

D.R.P. 430 339, Klasse 21a⁴, Gruppe 48 (Telefunen), Pat. vom 20. April 1923, ausgegeben am 23. lovember 1928.

Das Peilgerät, das dazu bestimmt ist, scharfe und indeutige Peilungen zu ergeben, besitzt einen Rahıen, der mit Hilfe eines federgespannten Drahtseiluges gedreht wird. Der Rahmen kann z. B. auf Deck eines Schiffes in einem Schutzkasten eingebaut ein, während die Empfangsapparatur unter Deck eschützt untergebracht sein kann. Um Rückwirkunen zwischen Rahmenantenne und Hilfsantenne zu ermeiden, wird eine reichlich große Hilfsantenne erwendet und diese nur sehr lose mit dem Rahmenreis gekoppelt. Zur Beseitigung der Rückwirkung ann auch zwischen Hilfsantenne und Rahmenkreis in rückwirkungsfreies Kopplungsorgan (Röhre) einebaut sein.

### Abnahme von Hochfrequenzschwingungen von Starkstromleitungen.

D.R.P. 468 884 (Maschinenfabrik Oerlikon), Klasse 1a⁴, Gruppe 59, Pat. vom 8. Juli 1925, schweiz. Priorität vom 15. Juni 1925, ausgegeben am 23. November 1928.

Zur Abnahme der Hochfrequenzschwingungen von Starkstromleitungen verwendet man Stromwandler. Da die Röhren und Empfänger gewöhnlich hohen Ohmschen Widerstand besitzen, so können an den Klemmen des Stromwandlers leicht gefährlich hohe

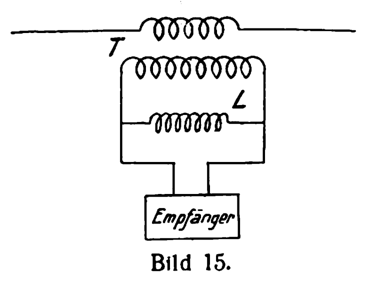


Bild 15.

Spannungen auftreten. Um dies zu verhindern, soll parallel zum Stromwandler *T* (Bild 15) eine Spule *L* von hoher Selbstinduktion geschaltet werden, die für die Hochfrequenz einen hohen Widerstand bietet, während das Auftreten hoher Ueberspannungen verhindert wird.

### Synchronisierung bei der Bildtelegraphie.

D.R.P. 469 012, Klasse 21a¹, Gruppe 32 (Dieckmann, Hell), Pat. vom 28. November 1926, ausgegeben am 29. November 1928.

Bei dem d'Arlincourtschen Synchronisierungsverfahren läuft die Empfangswalze etwas schneller als die Sendewalze und wird bei jeder Umdrehung so lange aufgehalten, bis die Bremsung durch das Synchronisierungszeichen gelöst wird. Durch eine Störung, die in das Synchronisierungszeichen fällt, wird die Bremsung ebenfalls ausgelöst und dann unter Umständen während mehrerer Umdrehungen durch ein Bildzeichen synchronisiert. Erfindungsgemäß soll dieser Nachteil dadurch beseitigt werden, daß die Bremsung nur durch eine bestimmte Folge mehrerer Synchronisierungszeichen gelöst werden kann.

### Fernbildübertragung.

D.R.P. 467 977, Klasse 21a¹, Gruppe 32 (Lorenz), Pat. vom 6. April 1927, ausgegeben am 3. November 1928.

Für die telautographische Methode bei der Bildübertragung verwendet man entweder mechanische Schreibeinrichtungen oder chemische Verfahren. Die Erfindung schlägt vor, ein Papier mit farbigem Untergrund zu verwenden, das mit einer dünnen Wachsschicht bedeckt ist. Es genügt dann nur ein geringer Druck, um diese Wachsschicht abzuschaben, so daß der Untergrund frei liegt und sich markiert. Es sollen sich auf diese Weise haarfeine Striche erzeugen lassen. Die Wachsschicht kann so dünn (0,001 bis 0,003 mm) sein, daß ganz geringe Bewegungen eines Ankers oder einer Membran die Markierung hervorrufen.

### Bildtelegraphie.

D.R.P. 468 256, Klasse 21a¹, Gruppe 32 (Karolus), Pat. vom 5. April 1925, ausgegeben am 9. November 1928.

Die Erfindung betrifft eine mehrfache Bildübertragung, bei der mehrere Bildsendungen mit verschiedenen Trägerwellen gleichzeitig übertragen werden.

Digitized by Google

Zur Synchronisierung soll in diesem Falle nur eine einzige gemeinsame Synchronisierungsfrequenz verwendet werden.

**Röhre mit indirekt beheizter Kathode.**

Brit. Pat. 297 886 (Bullimore, 30. März 1927), veröffentlicht am 21. November 1928.

In Bild 16 ist eine Röhre im Schnitt wiedergegeben, die in der Achse eine Metallröhre als Anode *A* und außen die Kathode *K* besitzt. Die Kathode besteht aus einem Zylinder aus einem geeigneten Isolierstoff, der innen einen Oxydbelag und außen die Heizwicklung besitzt. Der innere Anodenzylinder kann zur Kühlung der Anode von einem Kühlmittel durchflossen sein.

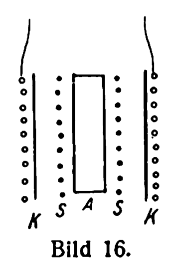


Bild 16.

**Wechselstromgeheizte Röhre.**

Brit. Pat. 297 847 (Marconi, 29. September 1927), veröffentlicht am 21. November 1928.

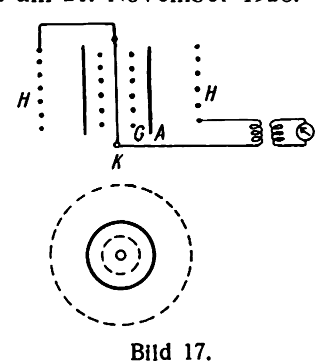


Bild 17.

Zur Beseitigung des Wechselfeldes im Innern einer Röhre, deren Kathode unmittelbar mit Wechselstrom beheizt wird, soll außerhalb der Anode *A* (Bild 17) eine Hilfswicklung *H* angeordnet werden, die von dem Heizwechselstrom ebenfalls durchflossen wird und bei geeigneter Windungszahl bzw. Abstand von der Anode das Wechselfeld des Heizfadens kompensiert.

**Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.**

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabetag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| *430 330 | $21a^4/48$ | 23. 11. 28 | Peileinrichtung |
| 467 591 | $21a^1/32$ | 29. 10. 28 | Bildübertragung |
| *467 593 | $21a^4/8$ | 5. 11. 28 | Herstellung von Piezokristallen |
| *467 595 | $21a^4/9$ | 3. 11. 28 | Fadingbeseitigung |
| *467 596 | $21a^4/14$ | 29. 10. 28 | Verbesserung der Rundfunkübertragung |
| 467 597 | $21a^4/22$ | 29. 10. 28 | Störbefreiung beim Empfang |
| 467 674 | 21g/13 | 29. 10. 28 | Röhrengleichrichter |
| *467 692 | $21a^4/1$ | 1 11. 28 | Beseitigung von Oberwellen |
| *467 693 | $21a^4/48$ | 9. 11. 28 | Verhinderung des Anpeilens |
| 467 941 | $21a^2/11$ | 3. 11. 28 | Membran für elektrodynamische Lautsprecher |
| *467 977 | $21a^1/32$ | 3. 11. 28 | Bildübertragung |
| 468 087 | $21a^4/22$ | 7. 11. 28 | Fadingbeseitigung |
| 468 092 | 21g/10 | 7. 11. 28 | regelbarer Kondensator |
| 468 130 | $21a^2/21$ | 8. 11. 28 | Kopftelephonbügel |
| 468 164 | 21g/13 | 9. 11. 28 | Entladungsgefäß |
| 468 165 | 21g/13 | 7. 11. 28 | Kühlung bei Metallröhren |
| 468 221 | $21a^4/70$ | 9. 11. 28 | Abstimmvorrichtung |
| 468 222 | $21a^4/70$ | 8. 11. 28 | Feineinstellvorrichtung |
| *468 256 | $21a^1/32$ | 9. 11. 28 | Bildtelegraphie |
| 468 270 | 21g/10 | 9. 11. 28 | Kondensator |
| 468 352 | $21a^4/14$ | 19. 11. 28 | Drosselmodulation |
| 468 353 | $21a^4/14$ | 19. 11. 28 | Drosselmodulation |
| *468 629 | $21a^4/9$ | 19. 11. 28 | Kurzwellen-Röhrensender |
| *468 672 | $21a^4/6$ | 19. 11. 28 | Frequenzvervielfachung |
| 468 686 | 21g/10 | 19. 11. 28 | Drehkondensator |
| 468 723 | 21g/13 | 24. 11. 28 | Glühkathodenröhre |
| 468 761 | 21g/10 | 23. 11. 28 | Mehrfach-Kondensator |
| 468 787 | 21g/10 | 19. 11. 28 | Kondensator |
| 468 788 | 31g/31 | 22. 11. 28 | Entkoppelung von Stromkreisen |
| 468 818 | $21a^4/15$ | 22. 11. 28 | Modulationseinrichtung |
| 468 819 | $21a^4/72$ | 23. 11. 28 | Kurz-lang-Schaltung |
| 468 821 | 21c/22 | 23. 11. 28 | Federstecker |
| *468 884 | $21a^4/59$ | 23. 11. 28 | Übertrager von Hochfrequenzschwingungen |
| 468 885 | $21a^4/77$ | 23. 11. 28 | Röhrenfassung |
| 468 956 | 21g/13 | 27. 11. 28 | Heizung von Röhren |
| 469 012 | $21a^1/32$ | 29. 11. 28 | Bildtelegraphie |
| 469 013 | $21a^1/32$ | 29. 11. 28 | Bildtelegraphie |

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

# Referate.

**B. S. Cohen.** Normalgeräte für Telephonie und die Prüftechnik von Mikrophonen und Telephonen (Apparatus standards of telephonic transmission, and the technique of testing microphones and receivers). Journ. Instit. Electr. Eng. **66**, S. 165—203, 1928.

Die weitgehende Verbindung der Telephonnetze der einzelnen Staaten untereinander führte dazu, auch international die einzelnen Bestimmungsstücke einer Telephonverbindung festzulegen. Die Schaffung geeigneter Normale bzw. Prüfvorschriften ist ein Teil der Aufgaben des Comité Consultatif International des Communications Téléphoniques à Grande Distance (abgekürzt C C I). Verf. berichtet über diese Arbeiten, insbesondere über solche, die in der Versuchsabteilung der englischen Postbehörde durchgeführt sind. Die Untersuchungen über die Leitungen selbst interessieren nur indirekt, dagegen haben die Abschnitte über Mikrophon- und Telephonprüfungen auch für Zwecke der drahtlosen Telephonie Bedeutung, zumal die drahtlose Verbindung von Postnetzen bei Ueberseegesprächen bereits praktisch durchgeführt wird.

Die sogenannte Verständlichkeit einer Telephonübertragung hängt von drei Faktoren ab:

1. Volumen.
2. Verzerrung.
3. Störgeräusche.

Dabei ist unter Volumen auch die Lautstärke oder Amplitude zu verstehen. In absoluten Werten kann es akustisch in Amplitude, Druck oder Leistung

Digitized by Google

und elektrisch in Strom, Spannung oder Leistung ausgedrückt werden. Für Vergleichszwecke kann es auch in den später definierten Uebertragungseinheiten angegeben werden.

Die Verzerrung beruht auf unvollkommener Wiedergabe der Wellenform. Die Abhängigkeit der Amplitude von der Frequenz ist die sichtbare Darstellung, außerdem ist noch die nicht lineare Verzerrung zu berücksichtigen. Hier bleibt das Verhältnis zwischen Eingang und Ausgang nicht konstant, dabei werden Obertöne den Eingangsfrequenzen hinzugefügt.

Die Störgeräusche beruhen 1. auf Uebersprechen, 2. induktive elektrische Störungen von anderen elektrischen Quellen, 3. äußere Geräusche, die sich dem eintretenden oder austretenden Schall überlagern, 4. innere Geräusche, z. B. Brodeln und Knacken des Mikrophons.

Der Wirkunglsgrad von Mikro- und Telephonen wird durch das akustisch-elektrische bzw. elektrisch-akustische Verhältnis ausgedrückt. Diese können Druck- oder Leistungsverhältnisse sein.

Der akustisch-elektrische Wirkungsgrad (Druck) ist für Mikrophone $V/P$, wo $V$ die Mikrophon-Wechselspannung in Millivolt oder Volt und $P$ die Schallintensität ausgedrückt in dyn/cm² oder Mikrobar ist. Hierbei ist die meteorologische Druckeinheit ein Bar (= $10^6$ dyn/cm²). In der Physik wird häufig 1 bar = 1 dyn/cm² definiert. Die Schallintensität wird also in Mikrobar und die Druckamplitude in der Schallwelle in dyn angegeben. — Der akustisch-elektrische Wirkungsgrad (Leistung) ist für ein Mikrophon $W_2/W_1$ wo $W_1$ die akustische Leistung in Mikrowatt und $W_2$ die elektrische Leistung in Mikrowatt in einem Kreis ist, welcher die gleiche Impedanz wie das Mikrophon hat. Für Telephone ergeben sich analoge Werte.

### Absolute und Vergleichsnormale für die Leitung.

Wenn es Methoden gäbe, die akustisch-elektrischen Wirkungsgrade von Mikro- und Telephonen leicht und sicher zu messen, und zwar entweder mit Sprache oder mit einem der Sprache äquivalenten Schallgemisch, dann könnte man eine absolute Normale für die Telephonübertragung aufstellen. Leider sind diese Messungen nicht leicht und bequem durchzuführen, deshalb begnügt man sich mit Vergleichsnormalen. Dazu nimmt man entweder hochwertige Stücke aus der normalen Fabrikation oder besondere Normalien, die annähernd eine vollkommene Uebertragung ergeben und auf Grund ihrer physikalischen Daten reproduzierbar sind, wobei die Amplitudenabhängigkeit von der Frequenz sowie die akustisch-elektrischen Wirkungsgrade genau bestimmt und annähernd unverändert gehalten werden können.

Als künstliches Kabel kommen Stücke von 48 km Länge in Frage, welche für 1 km folgende Werte haben: $R = 59$ Ohm, $C = 0{,}033\ \mu$F, $L = 0{,}00061$ Hy, $G = 0{,}61\ \mu$S. Die beobachtete Lautstärke durch „km Normalkabel" anzugeben, ist veraltet und überholt. Man nimmt jetzt definierte Verhältnisse von Leistung, Strom oder Spannung als Maß für die Uebertragung. Vorgeschlagen ist der Briggsche Logarithmus des Verhältnisse zweier Leistungen $\log^{10} P_1/P_2 = 1$ unter dem Namen „Bel" (nach dem Amerikaner Bell) und 10. $\log^{10} P_1/P_2 = 1$ als „Decibel" (Zehntel Bel) Für diese Einheit ist in Amerika der Ausdruck „*T. U.*" (transmission unit) gebräuchlich. Er findet auch in England Anwendung. Andere Postverwaltungen benutzen noch $\beta l$. Dieses ist der natürliche Logarithmus des Stromverhältnisses:

$$ln^e\ J_1/J_2 = 1.$$

Diese Einheit wird auch „Neper" genannt. Zwischen diesen verschiedenen Maßsystemen bestehen folgende Beziehungen:

| Einheit | Formel | 1 Bel entsprechen |
|---|---|---|
| Bel | $\log^{10} P_1/P_2$ | 1 |
| Dezibel *T U* | $10 \cdot \log^{10} P_1/P_2$ | 10 |
| Neper | $^1/_2\ ln^e\ P_1/P_2$ | 1,15 |
| Standardmeile bei 800 Hertz | — | 10,88 |

### Das Kohlekörner-Mikrophon.

Das sogenannte Solid-Back-Kohlemikrophon für Zentral-Batteriebetrieb ist zahlenmäßig in der Welt am meisten verbreitet. Das Bild 1a zeigt die Konstruktion. Dem Sprechtrichter gegenüber steht eine Metallmembran, welche am Rande mit weichem

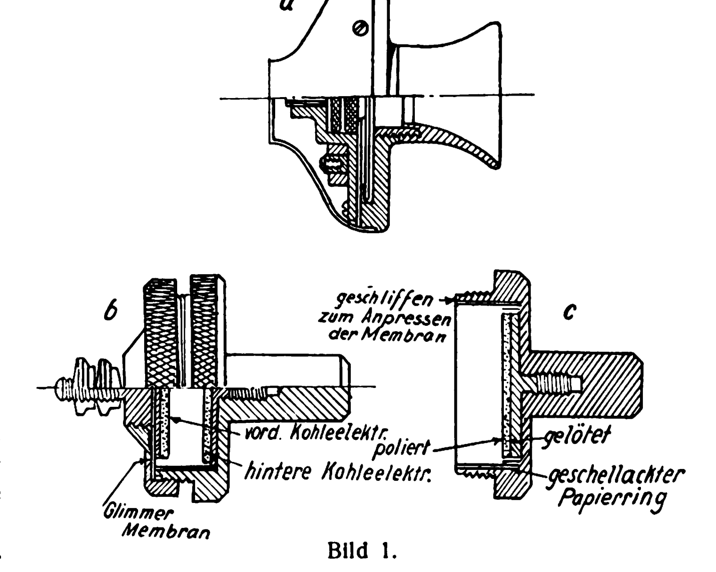



Bild 1.

Gummi gehalten wird. In der Mitte ist sie fest gekoppelt mit einer kleinen Glimmermembran des Kohlemikrophons. Die Metallmembran ist zusammen mit dem Mikrophon auf etwa 1200 Hertz abgestimmt. Einzelheiten der Mikrophonkonstruktion sind aus den Bildern 1b und 1c zu ersehen. Die mit ca. 0,5 g Kohlegries gefüllte Kammer hat 16 mm ∅ und etwa 3,5 mm Tiefe. Die größte Dimension eines Kohlekornes ist 0,18 mm. Im Mikrophon sind also mehr als 100 000 Körner und etwa 1 Million sogenannte Mikrophonkontakte enthalten. Der Ruhestrom fließt, wenn kein Schall oder mechanische Erschütterungen auftreten; seine Stärke hängt von der angelegten Spannung und räumlichen Lage ab.

Das Bild 2 zeigt in Kurve $A$ die Abhängigkeit des Mikrophonwiderstandes vom Strom in mA beim Zentral-Batteriebetrieb und in $B$ beim Orts-

Digitized by Google

batteriebetrieb. Der Mikrophonstrom schwankt zwischen 10 und 400 mA. Das ZB-Mikrophon arbeitet noch bis 25 mA Strom. Kippt man das Mikrophon, dann nimmt der Ruhewiderstand zu, und zwar bei einer Neigung von 25° gegen die Senkrechte um etwa 50 v.H. Wird das Mikrophon besprochen, dann nimmt sein Widerstand zu infolge des Packeffektes und zwar mit steigender Lautstärke des auffallenden Schalles, vgl. Bild 3. Das Bild 4

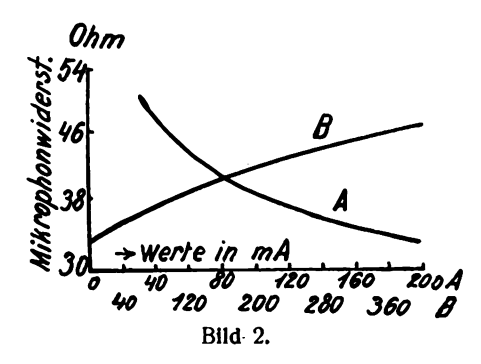



Bild 2.

zeigt den Verlauf des Widerstandes für eine längere Zeit. Ein Mikrophon war 24 Std. in Ruhe (*a*), dann wurden 5 Min. lang 25 mA Strom hindurchgeschickt (*b*), eine Minute gezählt mit gewöhnlicher Stimme (*c*), darauf das Mikrophon ruhig gehalten (*d*). Bei *e* wurde der Strom 2 Min. ausgeschaltet und bei *f* 5 Min.

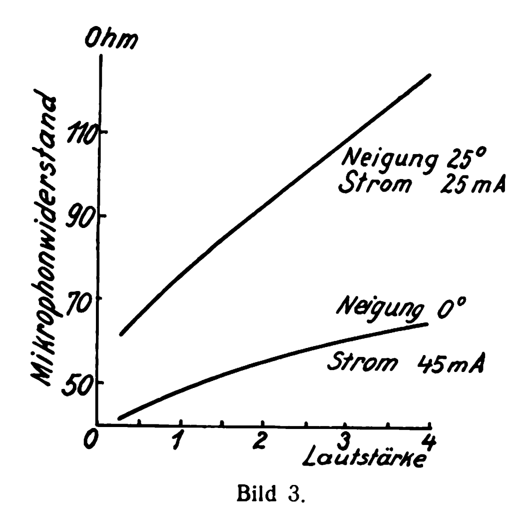



Bild 3.

wieder eingeschaltet. Im allgemeinen nimmt bei schwachem Schall der Widerstand zu. Große Schallintensität hebt den Packeffekt auf und schafft normale Widerstandswerte. Das Bild 3 enthält die Mittelwerte von 12 Mikrophonen für zwei Stromstärken und Neigungen gegen die Senkrechte in Abhängigkeit von der Schallintensität.

Schallmessungen am Mikrophon.

Zur Messung der auf das Mikrophon auffallenden Schallintensität ist ein elektrodynamisches Telephon entwickelt. Dieses besitzt eine einigermaßen gleichmäßige Frequenz-Amplitudenkurve. Die bewegte Spule wirkt über einem zweistufigen Transformator-Verstärker auf ein Gleichrichterrohr mit Mikroampèremeter. Das Feld des Mikrophons wird mit 200 mA erregt. Spricht man mit normaler Stimme auf das Mikrophon, dann erhält man 40 Skt. Ausschlag. Dieses entspricht etwa einer Schallenergie von 0,7 $\mu$ Watt/cm².

Auf die Uebertragung ist noch die Schwächung durch die Leitung selbst von Einfluß. Der Unterschied zwischen den längsten und kürzesten Verbindungsleitungen kann im Maximum zu 13 T.U. angenommen werden, also ein Leistungsverhältnis von etwa 20.

Akustisch-elektrische Werte der Solid-Back-Mikrophone.

Die in einer früheren Arbeit[1]) veröffentlichten Frequenz-Amplitudenkurven zeigen einen großen Einfluß des Mundstücks auf die Resonanzkurve. Material, Form und Dimensionen ändern den Wirkungsgrad um 2—4 T.U. Im allgemeinen ist das S.B.-Mikrophon unterhalb 500 und oberhalb 2000 Hz unempfindlich, bei etwa 1000 Hz liegt eine scharfe Resonanz und eine breite zwischen 1500 und 2000 Hz.

In einer Leitung ohne besonderen Widerstand ergab ein mit normaler Schallstärke besprochenes Mikrophon bei 1 cm Abstand 488 mV im Mittel und bei 10 cm Abstand 65 mV. Die Leistungsabgabe des Mikrophons ist bei 1 cm Abstand etwa 1800 $\mu$W und

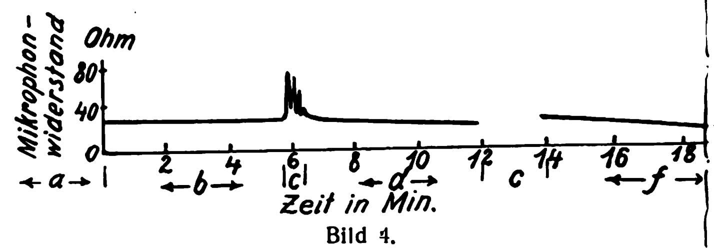



Bild 4.

bei 10 cm Abstand 32 $\mu$W. Nach Crandall und Mackenzie[2]) ist die mittlere Sprechenergie 12,5 $\mu$W. Nach Rayleigh steht der Druck $p$ in $\mu$bar mit der Energie $P$ in $\mu$W/cm² für eine Schallwelle in freier Luft in der Beziehung $p = \sqrt{P \cdot 415}$. Die aus dem akustischen Widerstand abgeleitete Zahl 415 gilt nicht für ein Mikrophon, sondern für eine Schallwelle in freier Luft. Da die akustischen Widerstände für die einzelnen Mikrophontypen nicht stark differieren, kann man die Formel für Vergleichswerte benutzen. Man erhält jetzt für den Abstand $d$ des Mundes des Sprechers von dem Mikrophontrichter folgende Werte:

| $d$ in cm | Gesamt-schallenergie | Auffallende Schallenerg. | Druck | Akust.-elektr. Wirkungsgr. | Druck-Span. Wirkungsgr. |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 cm | 10 $\mu$ W | 0,7 $\mu$W/cm² | 17 $\mu$ bar | 180 | 29 |
| 10 cm | 0,15 $\mu$ W | 0,01 $\mu$W/cm² | 2 $\mu$ bar | 213 | 32 |
| 10 cm | 0,225 $\mu$ W | — | 2,5 $\mu$ bar | 107 | 16 bis 22 |

Das S.B.-Mikrophon ist also ein Leistungsverstärker mit dem Verstärkungsfaktor 200.

Neuere direkte Vergleichsversuche mit einem Kondensatormikrophon nach Wente, welches mit der Rayleighschen Scheibe geeicht ist, ergaben die etwas abweichenden Werte der letzten Zeile. Die Mikrophone mit 50 mA Ruhestrom wurden aus 10 cm Entfernung besprochen. Die Zahlen sind Mittelwerte für 13 Standardmikrophone:

EMK = 32 bis 55 mV.
Elektrische Leistung 24 $\mu$W.

---

[1]) B. S. Cohen, A. J. Aldridge u. W. West, Journ. Inst. Electr. Eng. 64, S. 1023, 1926, Abb. 14a und b auf Seite 1034.
[2]) J. B. Crandall u. D. Mackenzie, Phys. Rev. Bd. 19, S. 221, 1922.


Digitized by Google

## Das Bell-Telephon.

Das Bell-Telephon mit 60 Ohm Spulenwiderstand ist ebenso verbreitet wie das Solid-Back-Mikrophon. Konstruktionseinzelheiten zeigt das Bild 5. In England werden folgende Zahlenwerte innegehalten: Mittlerer Luftspalt zwischen Membran und Polschuh = 0,34 mm; Windungszahl = 1210; Magnetische Induktion = 445; Membran 4,75 cm ∅, 0,24 mm Stärke

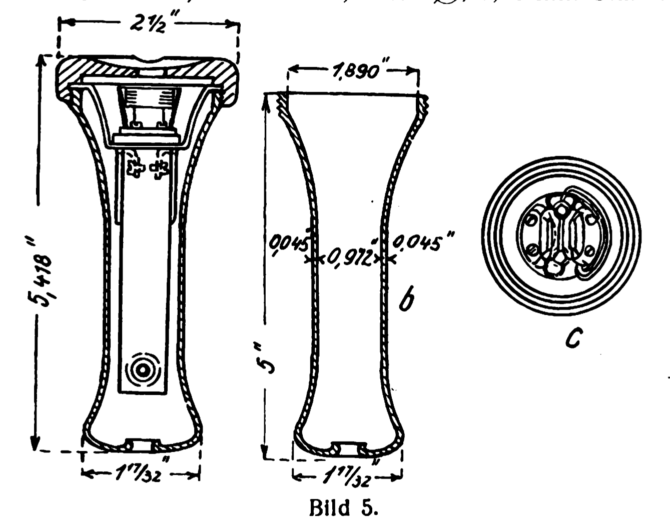


Bild 5.

mit 0,02 mm Lacküberzug; Membranresonanz frei ~ 940 Hz, am Ohr ~ 1100 Hz. Die Frequenz-Amplitudenkurven sind veröffentlicht[3]). Die Impedanzdiagramme des Telephons zeigen die Bilder 6. 6a entspricht einem akustisch ungedämpften Bell-Telephon, 6b dasselbe Telephon am Ohr, 6c dasselbe am künstlichen Ohr. Die Zahlen bedeuten Frequenzen in 2 π Sekunden.

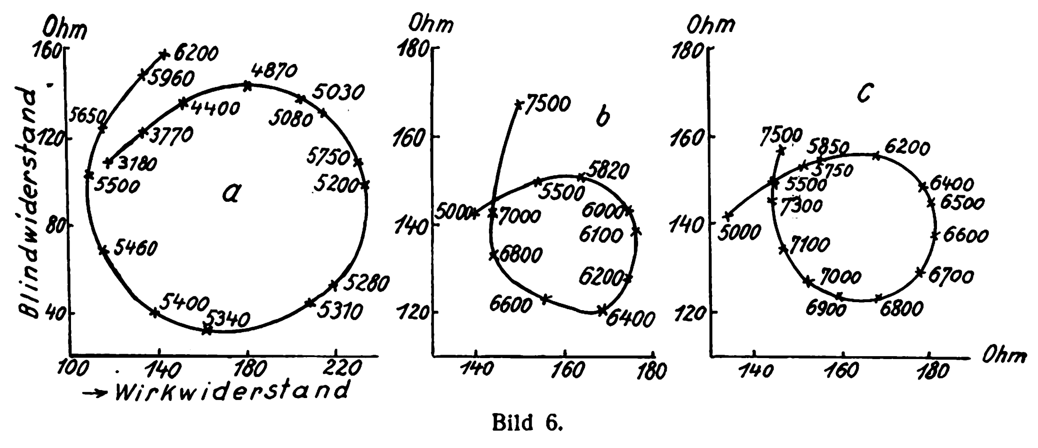


Bild 6.

Die Verständlichkeit ergab bei der Prüfung mit einer sonst verzerrungsfrei arbeitenden Apparatur beim S. B. Mikrophon 81 v. H., beim Bell-Telephon 93 v. H. Das Spannungsdruck-Verhältnis wurde mit einem Kondensatormikrophon bestimmt, welches durch Vergleich mit der Rayleighschen Scheibe geeicht war. Für die Normalien der britischen Postbehörde ergab sich dies Verhältnis zu 0,271 μ bar/mV. Bei anderen Telephonen für normalen Gebrauch lag dieser Wert zwischen 0,183 und 0,291, im Mittel 0,22 μ bar/mV. Ersetzt man die Sprache durch einen besonderen Sender, dessen Frequenz periodisch in 0,2 sec. von 600 bis 1200 Hz. variiert wird, dann wurde die charakteristische Leistung des Bell-Telephones im Mittel zu 84,5 μ bar für 1 mW elektrische Energie nach der 3-Voltmetermethode gemessen.

Von Interesse werden noch einige Beispiele der akustisch-elektrisch-akustischen Umsetzung sein. Für ein S. B.-Mikrophon erhält man im Mittel bei einer Schalldruck von 1 μ bar eine EMK von 16 mV. Der Telephon-Wirkungsgrad ist 0,22, also erhält man unter Vernachlässigung des Widerstandes in den Leitungen eine akustische Ausgangsenergie von 3,5 μ bar. Das Mikrophon verstärkt wesentlich mehr, als das Telephon an Energie verschluckt, so daß im ganzen noch eine Verstärkung übrigbleibt. Nimmt man eine Zentralbatterieschaltung mit 300 Ohm Widerstand, so sinkt der akustisch-elektrische Wirkungsgrad des Mikrophons auf 14,5 und der des Telephons auf 0,0495. Dann erhält man für jedes Mikrobar auf das Mikrophon auffallende Energie nur 0,72 μ bar abgegebene. Das entspricht einer Schwächung um 3 T. U., während im ersten Falle die Verstärkung 11 T. U. betrug. Diese Zahlen stimmen sicherlich der Größenordnung nach.

## Vergleichsnormalien.

Die bisherigen Normalien der Telephonübertragung schlossen sich eng an die verbreiteten Mikro- und Telephone an. An wirkliche Vergleichsnormalien muß man folgende Ansprüche stellen:

1. Die Apparatur besteht aus 3 Teilen: Empfangsseite, künstliche Leitung und Senderseite.
2. Die Frequenz-Amplituden-Charakteristik aller drei Stücke muß für den Tonfrequenzbereich annähernd gleichmäßig und leicht zu messen sein. Nicht lineare Abweichungen sollen nicht auftreten.
3. Die akustisch-elektrischen Wirkungsgrade müssen den handelsüblichen ähnlich gemacht werden können.
4. Die Apparatur muß stabil und reproduzierbar sein.
5. Ein Gerät, mit dem man den handelsüblichen Telephonen entsprechende Verzerrungen hervorrufen kann, muß eingeschaltet werden können.

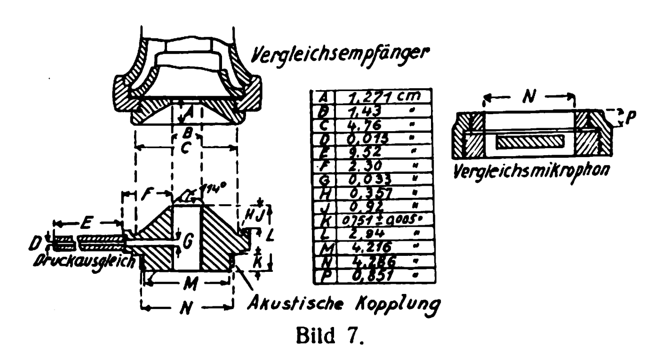
Die Empfangsseite enthält Mikrophon, geeignete Verstärker usw., und ist definiert durch den akustisch-elektrischen (Druck) Wirkungsgrad. Die äußeren Dimensionen des Mikrophons und die Art seiner Benutzung müssen festgelegt werden. Als Normalmikrophon ist das Wentesche Kondensatormikrophon mit gespannter Membran von 4,286 cm ∅ an-

[3]) Vgl. 1) S. 1035, 1039, 1059 und Abb. 15, 26 u. H.

Digitized by Google

genommen. In einem Abstand von 4,1 cm ist ein Ring von 4,1 cm ∅ bei 0,3 cm Drahtstärke befestigt, durch den die Stellung des Mundes fixiert ist.

Der Schalldruck wird nach der Thermophonmethode von Arnold, Crandall und Wente oder mit der Rayleighschen Scheibe oder nach der Kompensationsmethode von E. Gerlach gemessen. Für 1 $\mu$ bar Schallenergie soll das arithmetische Mittel der EMK 50 mV im Frequenzbereich von 500 bis 2500 Hz betragen. Die Spitzenintensität ist für „*o*" und „*e*" 76 $\mu$ bar, für alle Vokale im Mittel 34 $\mu$ bar. Die Intensität der Konsonanten ist geringer. Das Verhältnis der maximalen zur mittleren Spitzenintensität ist 2,3 : 1 und der maximalen Spitzen- zur Durchschnittsintensität ist 9 : 1. Zwischen 100 und 5000 Hz soll die Frequenz-Amplituden-Charakteristik so gleichmäßig sein, daß der akustisch-elektrische Wirkungsgrad um nicht mehr als ± 2 T. U. schwankt. Für den




| | |
|---|---|
| A | 1,271 cm |
| B | 1,43 " |
| C | 4,76 " |
| D | 0,015 " |
| E | 9,52 " |
| F | 2,30 " |
| G | 0,033 " |
| H | 0,357 " |
| J | 0,92 " |
| K | 0,751 ± 0,005 " |
| L | 2,94 " |
| M | 4,216 " |
| N | 4,286 " |
| P | 0,851 " |

Bild 7.

gleichen Frequenzbereich soll die Ausgangsimpedanz 600 Ohm ± 5 % und einen Winkel ± 10° sein. Das Gerät muß in Stufen von 1 T. U. zwischen ± 10 T. U. verändert werden können.

Die künstliche Leitung soll eine Charakteristik von 600 Ohm ± 1 % und einen Winkel ± 2° im Bereich von 100 bis 5000 Hz besitzen. Sie ist zwischen 0 und 100 T. U. in Stufen von 0,2 T. U. einstellbar.

Die Senderseite enthält das Telephon usw. und ist wieder durch den elektrisch-akustischen (Druck) Wirkungrad festgelegt. Als Telephon wird ein Bellsches mit besonders gedämpfter Membran oder ein elektrodynamisches benutzt. Die Dimensionen der Telephonmuschel sowie der akustischen Kopplung sind festgelegt. (Bild 7.) Letztere ist nötig, um das Telephon auf eine geeichte akustische Meßeinrichtung wirken zu lassen. Der am Ende der akustischen Kopplung gemessene Druck soll sich zu der Eingangsspannung des Telephons annähernd wie beim normalen handelsüblichen Telephon verhalten und ist vorläufig zu 50 $\mu$ bar pro Volt im Frequenzbereich von 500 bis 2500 Hz festgelegt. Zwischen 300 und 3000 Hz soll der elektrisch-akustische Wirkungsgrad um nicht mehr als ± 4 T. U. und zwischen 100 und 5000 Hz um nicht mehr als ± 10 T. U. schwanken. Die Apparatur des Bell-Telephon-Laboratoriums ist von L. J. Sivian[4]) veröffentlicht.

Die europäische Hauptnormale wird im Laboratorium des Conservatoire National des Artes et Métiers in Paris aufgestellt werden.

Kopien dieser Hauptnormale werden von den Verwaltungen und Lieferfirmen der einzelnen Länder aufgestellt werden, die man in Normalien 1. und 2. Ordnung einteilen kann. Hierbei entsprechen die 1. Ordnung der Form der Hauptnormale und sind in absoluten Werten geeicht, während die 2. Ordnung aus praktisch verzerrungsfrei arbeitenden, hochqualifizierten Geräten bestehen werden. Vom Verfasser ist ein solches System angegeben[5]). Es besteht aus einem Wirbelstrommikrophon mit einer Empfindlichkeit von 0,0002 eines normalen Mikrophons, angekoppelt mit einem Transformator 1 : 14 an einer Leitung mit einer Charakteristik von 600 Ohm, in

[4]) L. J. Sivian, Electr. Communication, Bd. 3, S. 114, 1924.

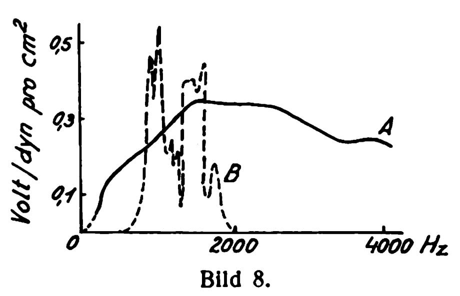



Bild 8.

Stufen von 0,1, 1 und 10 T. U. bis 96 T. U. veränderlich, einem 3stufigen Widerstandsverstärker und einem elektrodynamischen Telephon mit bewegter Spule. Sie besitzt bei 300 Windungen von 25 mm ∅ eine Impedanz von 500 Ohm, wiegt mit ihrem Holzkern 1 g und ist an einer Membran aus geölter Seide befestigt. Der Abstand vom Ohr beträgt 5 mm. Das Bild 8 zeigt die Frequenz-Amplituden-Charakteristik des Mikrophons einschließlich seines Verstärkers (Kurve *A*), zum Vergleich ist die des normalen Zentral-Batterie-Mikrophons danebengestellt (Kurve *B*). Dasselbe ist für das Telephon in Bild 9 A

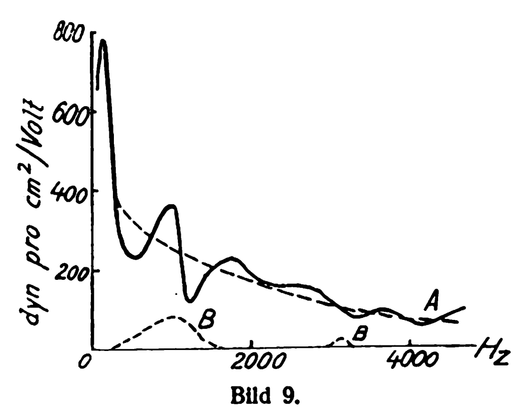



Bild 9.

geschehen. Bild 9B gibt die Kurve für ein Bell-Mikrophon, das an das Ohr gedrückt ist. Die Gleichmäßigkeit des ganzen Systems ist aus dem Bild 10 ersichtlich. Hier das Verhältnis des Druckes auf das Mikrophon $P_1$ zum Druck hervorgerufen von dem Telephon $P_2$ dargestellt. Bei 100 Hz ist das Verhältnis 40, bei 1000 Hz liegt das Maximum von 84 und bei 4000 Hz ist es auf 14 gesunken. Maximum und Minimum unterscheidet sich durch den Faktor 6 oder 15,4 T. U. Die Apparatur arbeitet so vorzüglich, daß eine Verständlichkeit von annähernd 100 v. H. erzielt wird. In Deutschland ist eine ähnliche Apparatur entwickelt worden. Der Hauptvorteil dieser Normalien liegt in der Vermeidung der Ungleichmäßigkeiten der Kohlemikrophone.

[5]) B. S. Cohen, Post Office Electr. Eng. Journ. Bd. 19. S. 237, 1926/27.

Digitized by Google

Die Rayleighsche Scheibe als Schallmeßinstrument.

Von der britischen Postbehörde ist zu absoluten Messungen im Schallfeld stets die Rayleighsche Scheibe benutzt, da sie einfach und unveränderlich ist, und im Schallfeld die geringsten Störungen hervorruft. Man mißt mit ihr die Geschwindigkeit der Luftpartikelchen. Sie war eine Glimmerscheibe von 8 mm ∅ und 0,025 mm Stärke. Die Masse ist etwa 0,002 g. Der Spiegel war 0,1cm² groß und wog 0,0005 g. Sie war an einem Glas- oder Quarzfaden von 30—40 cm Länge und einem Torsionsmoment von etwa 0,0017 dyn. cm aufgehängt. Man konnte mit ihr

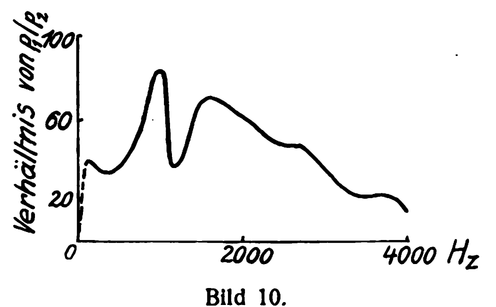



Bild 10.

bis zu Geschwindigkeiten von 2,5 mm pro Sekunde arbeiten. Bis 8000 Hz kann man mit der Scheibe ohne große Fehler messen. Es kommt hier darauf an, daß die Wellenlänge noch etwa 5mal größer als der Scheibendurchmesser ist. Ein Vergleich mit der Kompensationsmethode von Gerlach[6]) ergab Uebereinstimmung bis auf 5 v. H., lag also im Bereich der Meßfehler.

Der für Sprach- und Musikwiedergabe erforderliche Frequenzbereich.

Dieser ist von der CCJ in Verbindung mit den Rundfunkorganisationen in folgende drei Bereiche eingeteilt:

1. Der ideale Frequenzbereich für vollkommene Wiedergabe von Sprache, Musik und der meisten Geräusche reicht von 30 bis 10 000 Hz.

2. Für die Wiedergabe von Sprache und Musik in hoher Qualität sind die Frequenzen von 100—5000 Hz erforderlich.

3. Gut verständliche Sprache wird durch Frequenzen von 200—3000 Hz wiedergegeben.

E. Lübcke.

**G. W. Pierce.** Magnetomechanische Oszillatoren. Eine Anwendung der Magnetostriktion zur Kontrolle nieder- und hochfrequenter elektrischer Schwingungen, zur Erzeugung von Schallwellen und zur Messung der elastischen Konstanten von Metallen. (Magnetostriction oszillators. An application of magnetostriction to the control of frequency of audio and radio elektric oscillations, to the production of sound, and to the measurement of the elastic constants of metals.) Proc. of the Amer. Acad. of Arts and Sciences. **63,** 1—47, 1928.

Die Magnetostriktion magnetischer Stäbe, d. h. die Stablängenänderung unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes, wird zur Erzeugung von elastischen Longitudinalschwingungen derartiger Stäbe ausgenützt. Pierce benützt solche schwingenden Stäbe weniger als Resonatoren, sondern mehr als Stabilisatoren elektrischer Schwingungskreise, wobei das zur Erregung des Stabes nötige magnetische Wechselfeld von dem Schwingungskreis selbst geliefert wird. In Bild 1 ist eine Selbsterregerschaltung gezeichnet, die von Pierce mit gutem Erfolg benutzt wird. Der magnetische Stab $R$ liegt auf einer Schneide frei beweglich auf. Ueber ihn sind zwei Selbstinduktionsspulen $L_1$ und $L_2$ geschoben, die in der angedeuteten Weise mit den Röhrenkreisen verbunden sind. Die Spulen dürfen natürlich dem Stab nicht anliegen, um die Beweglichkeit des Stabes nicht zu verhindern. Die

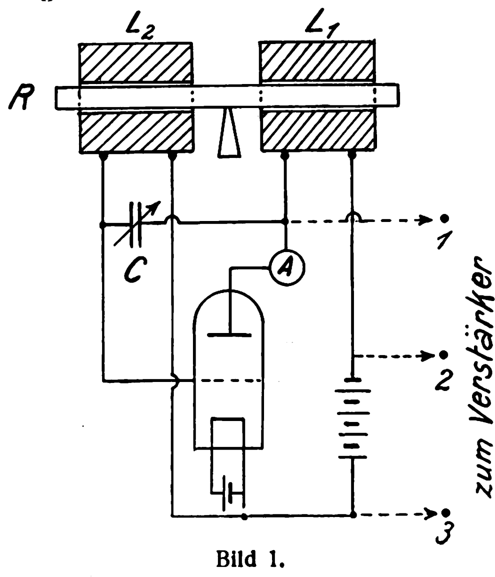



Bild 1.

beiden Spulen $L_1$ und $L_2$ müssen in ihrem Wicklungssinn so orientiert und mit Gitter, Anode und Kathode verbunden sein, daß der von der Kathode über die Spule $L_1$ nach der Anode und ein — angenommener — von der Kathode über $L_2$ nach dem Gitter fließender Strom im Stab magnetische Felder in gleicher Richtung hervorbringen. Ein variabler Plattenkondensator $C$ liegt zwischen den beiden zu Anode und Gitter führenden Spulenenden von $L_1$ und $L_2$. Der Emissionsstromanzeiger $A$ dient gleichzeitig dazu, das Einsetzen der Schwingungen anzuzeigen. Die Größen der Selbstinduktion von $L_1$ und $L_2$ und der Kapazität $C$ sind so zu wählen, daß innerhalb des Variationsbereiches von $C$ die Resonanz zwischen der Frequenz des elektrischen Schwingungskreises und der Eigenfrequenz des Stabes liegt. Bei Abstimmung des Kondensators $C$ macht sich das Einsetzen der durch den Stab gesteuerten Schwingungen in einem sehr starken Stromanstieg an $A$ bemerkbar.

In vielen Fällen wird es nützlich sein, die von dem magneto-mechanischen Oszillator gelieferte Energie zu verstärken. Dann koppelt man mit dem Oszillator von Bild 1 zweckmäßig einen Verstärker nach Bild 2, der mit dem Oszillator an den Punkten 1, 2, 3 zusammengeschaltet wird. Die Dimensionen dieses Verstärkers sind so gewählt, daß sie für die Verstärkung von Hör- und Hochfrequenzen passend sind. Es ist:

$$C_1 = 0{,}1\,\mu F;\; C_2 = 2\,\mu F;\; R = 0{,}5\,M\Omega.$$

Diese Oszillatorschaltung ist für Frequenzen von 500 bis 3000 Hz gut geeignet. Bei Erzeugung von Frequenzen von 3000 bis 300 000 Hz ist es vorteil-

[6]) E. Gerlach, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, III, 1, S 139, 1923.

Digitized by Google

hafter, die Enden der Spulen $L_1$ und $L_2$ in Bild 1 in der bei Sendern üblichen Weise so mit Gitter, Anode und Kathode zu verbinden, daß Schwingungen auch bei Abwesenheit des Stabes vorhanden sind. Der Stab dient dann nur zur Stabilisierung der Frequenz; das Einsetzen der Stabschwingungen erkennt man am Strommesser bei Variation von $C$ durch ein Hinaufschnellen des Stromes von dem ein- oder halbfachen des normalen Wertes auf das Mehrfache. Der Kondensator $C$ kann nach dem Einschwingen des Stabes beträchtlich ohne wesentliche Aenderung der elektrischen und mechanischen Frequenz des Systemes geändert werden.

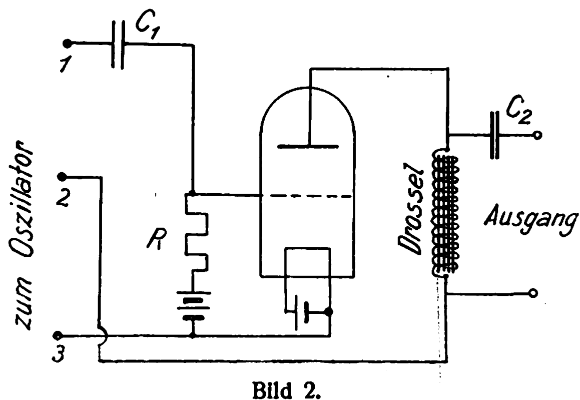



Bild 2.

Um Frequenzverdopplung zu verhindern, sind die Stäbe zu polarisieren. Die meisten magnetischen Substanzen besitzen genügend starken remanenten Magnetismus, um Jahre hindurch als Oszillatoren genügend empfindlich zu bleiben.

Verschiedene Metalle und Metallegierungen wurden in ihrer Eignung für die Oszillatoren untersucht. Insbesondere wurde die Stärke des Effektes der Magnetostriktion, der Frequenzkonstanz, der elektrischen Einflüsse des Röhrenkreises untersucht. Reines Eisen und Eisen mit Kohlenstoffzusatz war wenig brauchbar; reines Nickel ist als Vibrator gut geeignet, hat aber andere Nachteile; Legierungen von Nickel und Eisen in bestimmter Zusammensetzung, z. B. mit 36% Nickel und 64% Eisen, ähnlich dem „Invar" oder „Stoic", geben gute Vibratoren, haben aber große Temperaturkoeffizienten der Frequenz; Chromnickeleisen ist sehr gut brauchbar; „Monel", bestehend aus 68% *Ni*, 28% *Cu* und geringen Zusätzen von *Fe, Si, Mn, C* gibt sehr kräftige Oszillatoren, muß jedoch dauernd durch Hilfsmittel polarisiert werden.

In zwei Tabellen wird die Abhängigkeit der Frequenz von der Länge der Stäbe mitgeteilt. Es ergibt sich für das käufliche „Stoic"-Metall folgende Beziehung:

$2 \times$ Länge (in m) $\times$ Frequenz $= 4160$ bei 20° C;

für Nickelchrom:

$2 \times$ Länge (in m) $\times$ Frequenz $= 4981$ bei 23° C.

In der Tab. 1 sind experimentelle Daten mitgeteilt. die die Abhängigkeit der Temperaturkoeffizienten der Frequenz $g$, der Schallgeschwindigkeit $h$ und der Elastizität $b$ vom magnetischen Material wiedergegeben. Man sieht aus dieser Tabelle, daß der Temperaturkoeffizient $g$ für Nickeleisen von $-171.10^{-6}$ bis auf $+224.10^{-6}$ steigt, er ist 0 bei 33% *Ni* und 47% *Ni* leider ergeben Stäbe dieser Legierungen nur

Tabelle 1.

$v$ = Schallgeschwindigkeit, $g$ = Temperaturkoeffizient der Frequenz, $h$ = Temperaturkoeffizient der Schallgeschwindigkeit, $b$ = Temperaturkoeffizient der Elastizität.

| Material | $v$ m/sec | $g$ $\times 10^6$ | $h$ $\times 10^6$ | $b$ $\times 10^6$ |
|---|---|---|---|---|
| Eisen | 5074 | — 171 | — 159 | — 354 |
| Nickel | 4937 | — 132 | — 120 | — 276 |
| Stoic | 4161 | + 224 | + 226 | + 446 |
| Nichrome | 4981 | — 107 | — 97 | — 226 |
| Monel | 4549 | — 151 | — 137 | — 316 |
| Stainless-Steel | 5430 | — 136 | — 135 | — 282 |
| Steinles-Iron | 5133 | — 130 | — 130 | — 270 |
| Nickel-Eisen | | | | |
| % Ni | | | | |
| 0 | 5074 | — 171 | — 158 | — 355 |
| 10 | 4919 | — 164 | — 155 | — 337 |
| 20 | 4582 | — 159 | — 151 | — 326 |
| 30 | 4527 | + 135 | + 144 | + 261 |
| 32 | 4540 | — 101 | — 98 | — 205 |
| 34 | | + 182 | + 184 | + 362 |
| 36 | 4161 | + 224 | + 226 | + 446 |
| 40 | 4075 | + 218 | + 223 | + 431 |
| 50 | 4352 | — 64 | — 54 | — 138 |
| 60 | nicht schwingfähig | | | |
| 70 | " | " | | |
| 80 | 4908 | — 124 | — 112 | — 260 |
| 90 | 4990 | | | |
| 100 | 4937 | — 132 | — 120 | — 276 |
| Chrom-Eisen | | | | |
| % Cr | | | | |
| 10 | 5290 | — 153 | — 143 | — 316 |
| 20 | 5448 | — 90 | — 80 | — 190 |
| 30 | 5392 | — 102 | — 92 | — 214 |
| 40 | 4329 | — 91 | — 81 | — 192 |
| Si Cr Fe | | | | |
| % % % | | | | |
| 5 5 90 | 5166 | — 118 | | |
| 5 10 85 | 5285 | — 111 | | |
| 5 15 80 | 5192 | — 112 | | |
| 5 20 75 | 4806 | — 144 | | |
| 5 25 70 | 5473 | — 140 | | |
| 5 30 65 | 5387 | — 133 | | |
| 5,16 4,53 90 | | — 82 | | |
| Kohlenstoff-Stahl | | | | |
| % C | | | | |
| 0,8 | 5233 | — 110 | — 90 | — 231 |
| 1,0 | 5209 | — 137 | — 126 | — 285 |
| 1,5 | 5217 | — 123 | — 112 | — 257 |

schwache Oszillatoren. Pierce hat daher zur Erzielung eines kleinen Temperaturkoeffizienten der Frequenz bei genügender Empfindlichkeit als Oszillatoren die Vibratoren aus verschiedenen Metallsorten zusammengesetzt und erzielte Koeffizienten von $-\frac{1}{50000}$ bis $-\frac{1}{65000}$. Er setzt zu diesem Zwecke z. B. die Vibratoren so zusammen, daß er einen Kernstab aus einem Metall mit positivem Temperaturkoeffizienten der Frequenz mit einer Metallhülse umgibt, deren Frequenztemperaturkoeffizient negativ ist. Er er-

Digitized by Google

reicht es hierdurch, daß eine praktische Unabhängigkeit von der Temperatur eintritt.

Der Verfasser gibt ferner Anwendungsbeispiele für die Oszillatoren als Frequenznormale und für ihre Eichung. Ein Anhang gibt theoretische Erläuterungen.

A. Scheibe.

**W. Ogawa.** Das analoge Verhalten eines Kristalldetektors und einer Vakuumröhre. (Analogy between the crystal detector and a vacuum tube.) Phil. Mag. **6**, S. 175—178, 1928.

Der Verfasser hat die Elektroden eines Kupfer-Bleiglanz-Detektors in geringer Entfernung als Elektroden in ein Vakuumentladungsrohr eingebaut, in dem durch Anlegen einer hinreichend großen Wechselspannung eine Glimmentladung erzeugt wird. Er findet, daß eine solche Röhre einen Gleichrichtereffekt[1]) in derselben Richtung liefert, wie man ihn mit dem analogen Kupfer-Bleiglanz-Detektor erhält, trotzdem bei beiden Elektroden auf gleiche Größe und Beschaffenheit geachtet war. Versuche mit anderen Detektorkomponenten bestätigten das analoge Verhalten der als Detektor- und Vakuum-Elektroden untersuchten Materialien.

Auf Grund dieser Ergebnisse und der Ueberlegung, daß der Raum zwischen zwei sehr nahe beieinanderliegenden Detektorelektroden als Vakuumraum angesprochen werden kann, kommt der Verfasser zu dem Schluß, daß ein Kristalldetektor nichts weiter ist als eine kalte Vakuumröhre mit zwei Elektroden, die eine gegeneinander verschiedene Elektronenemission (Austrittsarbeit) aufweisen. Der einzige Unterschied gegenüber der Vakuumröhre besteht beim Detektor nach Ansicht des Verfassers darin, daß bei ihm infolge der nicht zu vermeidenden metallischen Berührung an einigen Punkten eine schlechte Isolation der Detektorelektroden gegeneinander vorliegt (Rückstrom!), weshalb zur Aufrechterhaltung des notwendigen Potentials an den eigentlichen Detektorpunkten eine schlechte Eigenleitfähigkeit des Detektorkristalls verlangt werden muß.

W. Espe.

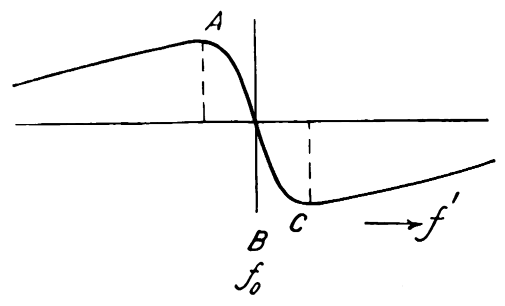
**T. Wamsley.** Zur Konstruktion von Isolatoren für drahtlose Telegraphie. (Notes on the design of radio insulators.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 361—372, 1928.

In der Arbeit werden eine Reihe von prinzipiellen Fragen besprochen über das Material und besonders über die Form von Isolatoren und ihre Verbindung mit den leitenden Teilen der Sendestationen, z. B. über den Einfluß von Rippen und ähnliches.

J. Zenneck.

**C. B. Aiken.** Eine Präzisionsmethode zur Messung hoher Frequenz. (A precision method for the measurement of high frequencies.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 125—136, 1928.

1. Die Methode beruht auf Folgendem. Wenn man mit einem Röhrengenerator einen Wellenmesser lose koppelt und die Frequenz des Wellenmessers $f'$ allmählich variiert, so ändert sich die Frequenz der Schwingungen des Röhrengenerators in der Weise, wie es das nebenstehende Bild zeigt. Solange die Frequenz des Wellenmessers weit ab von der Resonanz ist, bleibt die Frequenz des Röhrengenerators ungeändert $f_0$. Je mehr man sich der Resonanz nähert, um so mehr ändert sich die Frequenz des Röhrengenerators. Die Aenderung erreicht kurz vor Eintritt der Resonanz ein Maximum ($A$), um nach demselben rasch im Resonanzpunkt auf Null abzufallen. Nach Ueberschreiten der Resonanz wiederholt sich die Erscheinung in entgegengesetzter Richtung.




Beobachtet man nun Schwebungen des Röhrengenerators mit irgendeinem Hilfsoszillator und stellt man diesen so ein, daß für $f_0$ die Frequenz der Schwebungen Null wird, so läßt sich der Resonanzpunkt $B$ sehr scharf festlegen.

Als Hilfsoszillator kann man insbesondere einen Fernsender von irgendeiner bekannten Normalfrequenz oder dessen Harmonische verwenden.

2. Die Theorie dieser Methode wird von dem Verfasser sehr sorgfältig diskutiert und es wird gezeigt, welche Bedingungen erfüllt sein müssen, wenn man größte Genauigkeit erreichen will. J. Zenneck.

**C. B. Jolliffe** und **E. M. Zandonini.** Bureau of Standards. Literatur über drahtlose Telegraphie im Luftfahrtwesen. (Bibliography on aircraft radio.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 985—999, 1928.

Eine Liste von 275 Arbeiten, die sich auf die Verwendung der drahtlosen Telegraphie im Luftfahrtwesen im weitesten Sinn des Wortes bezieht.

J. Zenneck.

**Piezo-Elektrizität.** In den Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 521—535, 1928, veröffentlicht W. G. Cady eine sehr sorgfältige Zusammenstellung der Literatur mit Einschluß der Patent-Literatur über Piezo-Elektrizität, insbesondere ihre Anwendung im piezo-elektrischen Quarzoszillator und Resonator.

J. Zenneck.

**Literaturübersicht.**

In den Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 1000—1014, 1028, findet sich eine vom Bureau of Standards angefertigte Zusammenstellung der Literatur über die Arbeiten, die vom Januar bis April 1928 über drahtlose Telegraphie und verwandte Gebiete erschienen sind.

J. Zenneck.

[1]) Der Gleichrichtereffekt wurde in etwas roher Weise elektrolytisch mit Hilfe der Elektrodenrotfärbung einer vom Röhrenstrom durchflossenen $Na_2SO_4$ — Phenolphtalein — Lösung nachgewiesen. Quantitative oszillographische Messungen sind leider nicht gemacht (Anm. d. Ref.).

# Bücherbesprechungen.

**Jahrbuch der Elektrotechnik.** Uebersicht über die wichtigeren Erscheinungen auf dem Gesamtgebiet der Elektrotechnik. Unter Mitw. zahlreicher Fachgen. u. m. besond. Unterstütz. des Zentralverb. der Dt. Elek-

Digitized by Google

trotechn. Ind. Hrgg. v. Dr. K. Strecker. 11. Jahrg. Das Jahr 1922. Mit VIII u. 241 S. in 8°. Verlag von R. Oldenbourg, München und Berlin 1924.

Dasselbe 13. Jahrg. Das Jahr 1924. Mit X und 269 S. in 8°. München und Berlin 1926. Preis geb. 15,40 RM.

Das Streckersche Handbuch, dessen 11. und 13. Jahrg. hier vorliegen, stellt sich bekanntlich die Aufgabe, jeweils über die wichtigeren Veröffentlichungen und Ereignisse eines verflossenen Jahres zusammenhängend zu berichten. Das Gesamtgebiet der Elektrotechnik ist in vier große Abschnitte (Elektromechanik, Elektrochemie, Elektr. Nachrichten- u. Signalwesen, Messungen und wissensch. Untersgn.) eingeteilt, denen ein allgemeiner Abschnitt (Rechtsverhältnisse, Techn.-Wirtschaftliches usf.) vorangestellt ist. Jeder dieser Abschnitte ist in äußerst übersichtlicher Weise in viele Kapitel unterteilt, in denen ein auf dem betr. Einzelgebiet namhafter Fachmann referiert. Hierdurch sowie durch die weitgehende Berücksichtigung der gesamten techn. Literatur (das Verz. führt über 250 in- und ausländische Zeitschriften, Industrieorgane, Patentblätter usf. an) ist eine gewisse Gewähr dafür gegeben, daß Arbeiten von einigem Interesse nicht übersehen wurden. Da der Umfang eines Bandes nicht mehr als 250 Seiten betragen soll, so konnte natürlich selbst über wichtige Arbeiten nur mit wenigen Sätzen berichtet werden. Besonders für eine erste Orientierung ist das Jahrbuch vorzüglich geeignet, so daß es schon längst für jeden, der auf dem Gebiet der Elektrotechnik oder der Elektrophysik selbständig arbeitet, ein unentbehrliches Hilfsmittel geworden ist.

H. Winter-Günther.

**Grundzüge der Elektrotechnik.** Ein Lehrbuch mit Aufgabensammlung zum Gebrauch beim Unterricht an höheren technischen Lehranstalten und zum Selbststudium. Von Prof. Dr. G. Maier. Mit 219 Abbildungen im Text und zahlreichen Uebungsaufgaben. VIII und 271 S. in 8°. M. Krayn, Berlin 1926. Brosch. 12.— RM., RM. 14.— geb.

Das vorliegende Werk ist entstanden auf Grund der Erfahrungen, die der Verfasser bei seiner Lehrtätigkeit an der Höheren techn. Staatslehranstalt von Kaiserslautern gesammelt hat. Es soll in erster Linie Lehrern und Studenten eines Technikums beim Unterricht in den Grundlagen der Elektrotechnik dienen. Mit Rücksicht auf den Lehrplan dieser Anstalten mußte vom Gebrauch der Diff.- und Integr.-Rechnung fast vollkommen Abstand genommen werden, ohne daß hierdurch die Exaktheit der Darstellung etwas einbüßte. Durch eine große Zahl praktisch wichtiger Anwendungsbeispiele sowie durch die vielen in den Text eingestreuten Uebungsaufgaben werden die grundlegenden Gesetze der Elektrotechnik dem Verständnis des Lesers näher gebracht.

Das Werk bildet neben seinem eigentlichen Verwendungszweck eine wertvolle Hilfe beim Selbststudium für Ingenieure der Praxis und für Hochschulstudenten im 1. und 2. Semester.

Die Ausstattung des Buches ist vorzüglich.

H. Winter-Günther.

**Die Krankheiten des Bleiakkumulators,** ihre Entstehung, Feststellung, Beseitigung, Vermeidung. Für die Praxis. Von Ing. F. E. Kretzschmar. 3. verb. Aufl. 188 S. 98 Bilder. 8°. 1928. München, R. Oldenbourg. Brosch. Mk. 9.—, in Leinen gebunden Mk. 10,50.

Fehler in Maschinenanlagen machen sich im Betrieb meist augenfällig bemerkbar, oder werden — selbst wenn sie geringfügig sind — durch ein wohlausgebildetes Ueberwachungssystem so rechtzeitig entdeckt, daß größere Schäden vermieden werden können. Bei den für die Sicherheit eines Betriebes oft ebenso wichtigen Akkumulatorenanlagen fehlt eine gleiche Selbstverständlichkeit sachverständiger Ueberwachung öfter als man bei der Höhe des in ihnen investierten Anlagekapitals erwarten sollte. Deshalb erfüllt das dankenswerte Büchlein von Kretzschmar eine doppelte Aufgabe, einmal für die eine zuverlässige Richtschnur zu sein, denen die Wartung größerer oder kleinerer Sammlerbatterien anvertraut ist, zum anderen aber allen mehr oder weniger Ahnungslosen, die mit Akkumulatoren als Hilfsmittel zu tun haben, zu zeigen, an wie vielen Stellen in der Pflege der Akkumulatoren gesündigt werden kann. Das Buch ist in seiner jetzigen Gestalt so inhaltsreich und gründlich, daß selbst der gewissenhafte Fachmann noch manches daraus lernen wird, was er bisher zum Nachteil für die Wirtschaftlichkeit einer Batterie übersehen hat.

Betriebsleiter und Autobesitzer, Maschinenmeister und Wissenschaftler gehören ebenso zu denen, die aus dem Büchlein Nutzen ziehen werden, wie Installateure, Bauunternehmer und Villenbesitzer. Und viele von diesen werden ahnungslos zu denen gehören, die keine klare Vorstellung davon haben, wie oft sie ihre Akkumulatoren mißhandeln. Sie alle werden aus dem Studium des Kretzschmarschen Büchleins so viele Vorteile ziehen, daß der Preis des Buches demgegenüber nicht ins Gewicht fällt.

O. v. Auwers.

**O. Kappelmeyer.** Funkmusik und Schallplattenmusik. Richtige Einzelteile und erprobte Schaltungen. IX und 161 Seiten mit 125 Bildern. Berlin 1928. Jul. Springer. Kart. Mk. 6,60.

Der Titel ist vielleicht etwas vielsagender als der Inhalt, da von Musik in dem Bändchen nicht die Rede ist, sondern nur von Geräten zur Aufnahme und Verstärkung von elektrischen Schwingungen (Rundfunk) und der Verstärkung von Tonfrequenzen (von der Schallplatte abgenommen). Es wird dabei vor allem Wert auf einen leistungsfähigen Endverstärker gelegt. Dieser ist in der letzten Stufe fast ausnahmslos in der Gegentaktschaltung ausgebildet. Von Interesse ist dabei die Angabe, daß die Amplituden beim Rundfunk im Verhältnis von 1 : 500, bei der Schallplatte von 1 . 10 000 wiedergegeben werden müßten. Im übrigen ist das Heft nach den Angaben des Verfassers ein „zusammengefaßtes Laboratoriumstagebuch“. Eine noch stärkere „Zusammenfassung“ wäre dem Leser sicher angenehm, da dann die wesentlichen Punkte ohne unnötige Längen und Wiederholungen schärfer hervortreten würden.

E. Lübcke.

Digitized by Google



Band 33 April 1929 Heft 4

# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

**Gegründet 1907**

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

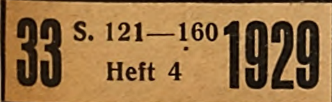
Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9





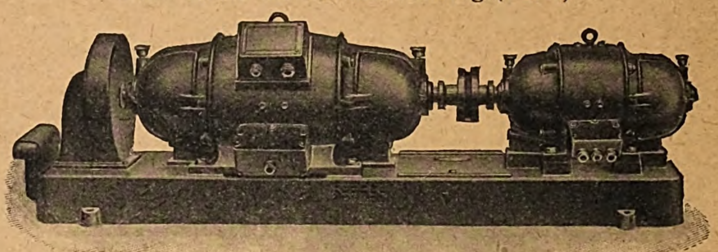

*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google

# Gleichstrom-Hochspannungs-Dynamos

**für Sender :: für 2000–10 000 Volt Spannung**

offene Bauart und Marineausführung (DGM.)



# Doppelstrom-Generatoren

(Gleichstrom-Gleichstrom-Doppelstrom-Umformer) maximale Leistung 1200 Volt, 120 Watt

**besonders geeignet für Funk-Kurzwellensender usw.**

**Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!** **Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!**

BEW **Bayerische Elektricitäts-Werke**

Fabrik **Landshut** Bayern






# GELBE LISTE

Vor 50 Jahren am 1. März 1879 eröffnete Eugen Hartmann in Würzburg eine Präzisionswerkstätte für wissenschaftliche Geräte und begründete damit unser Werk. Als einer der ersten baute er Telephonanlagen und wurde ein Hauptlieferer an die deutsche Reichspost. In späteren Jahren gaben wir den Bau von Fernsprechern ganz auf um uns verstärkt dem ureigentlichen Gebiet elektrischer Meßgeräte zuzuwenden. Solche liefern wir auch für Telegraphie und Telephonie vorbildlich in Ausführung und Form. Teil I der eben erschienenen gelben Liste gibt darüber Auskunft.

# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT / M**




Digitized by Google

Band 33 April 1929 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.
Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Hochfrequenz-Gleichrichter-Anlage mit automatischer Konstanthaltung der Gleichspannung.

Von **P. Hermanspann***).

**Inhaltsübersicht.**

I. Der Transformator für hohe Frequenz.
II. Die Gleichrichtung bei 8000 Perioden/sec.
III. Automatische Konstanthaltung der Verbraucherspannung.
IV. Die praktische Ausführung der automatischen Spannungs-Konstanthaltung.
  1. Die Abstimmung des Kompensationskreises.
  2. Die Stärke der Gleichstrommagnetisierung.
  3. Die Größe der Mehrbelastung des Generators durch den Kompensationskreis.
Zusammenfassung.

---

In vielen Gebieten der Technik und Physik[1]) ist ein Bedürfnis nach Gleichstromquellen für konstante Gleichstrom-Hochspannung vorhanden. Da die Gleichstrommaschinen für Spannungen über 20 kV nicht in Frage kommen und Akkumulatorenbatterien zu teuer und zu umständlich im Betrieb sind, so geht man im allgemeinen so vor, daß man Wechselstrom zunächst auf die erforderliche hohe Spannung transformiert und dann gleichrichtet. Die so aufgebaute Anlage hat aber folgende Nachteile:

1. Der gleichgerichtete Wechselstrom zeigt Fluktuationen, die man durch Drosseln und Kapazitäten unterdrücken muß.

2. Die Ohmschen und induktiven Widerstände von Transformator, Gleichrichtern und Drosselspulen bewirken eine relativ stark abfallende Belastungscharakteristik der Anordnung.

Daß die hier angegebene Art, Gleichstrom zu erzeugen, eigentlich nur für Hochspannungsquellen in Frage kommt, brauchte bei der vorliegenden Untersuchung nicht berücksichtigt zu werden. Denn bezüglich der hohen Spannung liegen grundsätzlich keine Schwierigkeiten vor.

Die Untersuchung hatte zum Ziele:

1. Die Fluktuationen der Gleichspannung durch Verwendung hoher Periodenzahl zu beheben.

2. Die Stromspannungscharakteristik der Anlage durch Verwendung von Eisendrosseln in eine nicht abfallende Belastungscharakteristik zu verwandeln.

Es ergaben sich demgemäß folgende Aufgaben:

I. Der Bau eines Transformators für hohe Frequenz.
II. Die Untersuchung der Gleichrichtung bei hoher Frequenz.
III. Automatische Konstanthaltung der Spannung.

## I. Der Transformator für hohe Frequenz.

Es liegen schon Versuche vor, derartige Anlagen mit Periodenzahlen bis zu 20 000/sec zu betreiben[2]). Bei den hier wiedergegebenen Messungen wurde ein Einphasen-Generator mit 3000 Umdr./Minute und einer Frequenz von 8000/sec, der dem Physikalischen Institut von C. Lorenz A.-G. freundlicherweise überlassen worden war, verwendet.

*) Dissertation der Techn. Hochschule München (II. Teil).
[1]) Insbesondere kommt hier die Röntgentechnik in Frage.

[2]) Journ. Franklin Inst., 202, S. 693, 1925. (Ref. E. T. Z. 20, S. 687, 1927).


Digitized by Google

Man kann allgemein einen Transformator mit Streuung ersetzen durch das Schema in Bild 1: Darin bedeutet $k L_1$ bzw. $k L_2$ denjenigen Teil der Induktivitäten $L_1$ bzw. $L_2$, dessen Magnetfeld beiden Kreisen gemeinsam ist $(1-k) L_1$ bzw. $(1-k) L_2$ die Streuinduktivität.

Beim Bau eines Transformators für hohe Frequenz treten nun folgende Schwierigkeiten auf:

1. Die Reaktanz der Streuinduktivität $\omega\,(1-k) L_1$ bzw. $\omega\,(1-k) L_2$ (und damit der Spannungsabfall) wird sehr groß, da sie der Frequenz proportional ist.

2. Die Eisenverluste werden bedeutend. Hinsichtlich der Eisenverluste erschien es überhaupt fraglich, ob ein Transformator mit Eisenkern gegenüber einem Lufttransformator vorzuziehen sei.

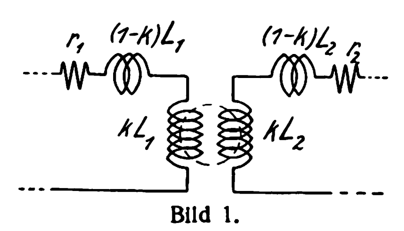



Bild 1.

Diese Fragen wurden experimentell durch Untersuchung von Modelltransformatoren beantwortet. Es wurden zwei Transformatoren gebaut, die die gleichen Kerndimensionen besaßen. Zur Erreichung einer möglichst kleinen Streuung wurde eine Ringkernform gewählt. Die Dimensionen der Kerne gibt Bild 2. Der erste Kern diente zu einem Lufttransformator und war aus trocknem Holz gedreht. Der zweite Kern bestand aus äußerst dünnen Eisenblechen, wie sie für Frequenzwandler Verwendung finden (mehrere solcher Kerne waren von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie freundlichst zur Verfügung gestellt worden).

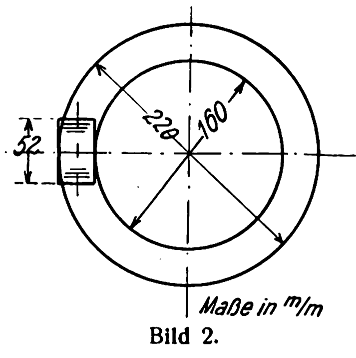



Bild 2.

Um nun Lufttransformator und Eisentransformator hinsichtlich des Spannungsabfalls zu vergleichen, wurden die Windungszahlen so abgeglichen, daß beide Transformatoren für eine bestimmte Spannung den gleichen Magnetisierungsstrom hatten, und zwar hatte bei einer Primärspannung von 28 Volt und einem Leerlaufstrom von 3,6 Amp. der Eisentransformator primär und sekundär je 8 Windungen, der Lufttransformator je 174 Windungen.

Bild 3 gibt die absolute Größe des sekundären Spannungsabfalles in Abhängigkeit vom sekundären Strom: Kurve *a* gilt für den Lufttransformator und Kurve *b* für den Eisentransformator. Kurve *c* gilt ebenfalls für den Eisentransformator und zwar für den Fall, daß der Ohmsche Widerstand von Primär- und Sekundärwicklung auf die gleichen Werte ergänzt wurde, wie die entsprechenden Ohmschen Widerstände des Lufttransformators.

Wie zu erwarten, ist die Streuung des Lufttransformators trotz der günstigen Kernform erheblich größer als die des Eisentransformators.

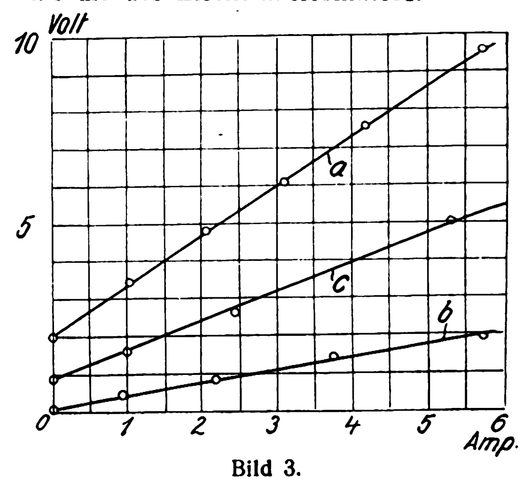



Bild 3.

Es liegt nun nahe, die Wirkung der Streuinduktivität des Transformators durch einen in Reihe mit dem Verbraucher geschalteten Kondensator aufzuheben. Ist die Streuinduktivität $(1-k) L$ und $\omega$ die Kreisfrequenz, so ist

$$C_1 = \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{1}{(1-k) L_1}$$

die Kapazität, die vor die Primärseite des Transformators zu legen ist, und

$$C_2 = \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{1}{(1-k) L_2}$$

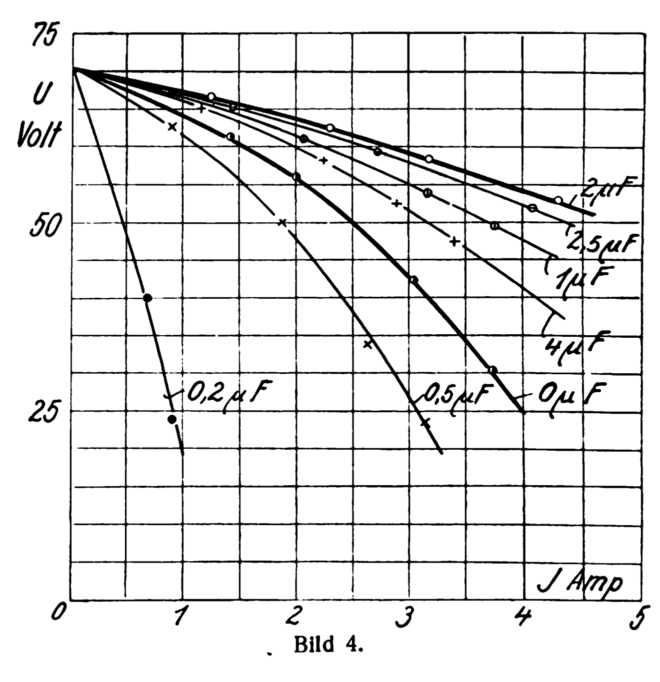



Bild 4.

die entsprechende Kapazität auf der Sekundärseite. Die Kompensation der Transformatorstreuung ist besonders günstig bei hohen Frequenzen, da man dann mit verhältnismäßig kleinen Kapazitäten auskommt.

Um dies experimentell zu bestätigen, wurde ein mit Wechselstrom von der Frequenz von 8000/sec


Digitized by Google

gespeister Transformator mit Eisenkern[3]) auf der Sekundärseite mit Ohmschen Widerstand belastet und zwischen Sekundärwicklung und Verbraucherwiderstand Kapazitäten verschiedener Größe gelegt. Dabei wurde jedesmal abhängig vom sekundären Belastungsstrom der Spannungsabfall gemessen. Das Ergebnis zeigt Bild 4. Die Kurve $2\,\mu F$ stellt den Resonanzfall dar, da sie nur noch den Spannungsabfall aufweist, der von den Verlustwiderständen herrührt.

Um zu erkennen, inwieweit bei 8000 Perioden/sec sich die Eisenverluste im Magnetisierungsstrom bemerkbar machen, wurde wie folgt verfahren:

Setzt man den Wechselfluß im Eisenkern

$$\Phi = \Phi_{max} \cdot \sin \omega t$$

so läßt man sich auf Grund der Beziehung zwischen Flußänderung und induzierter Spannung

$$e = -w \frac{d\Phi}{dt}$$

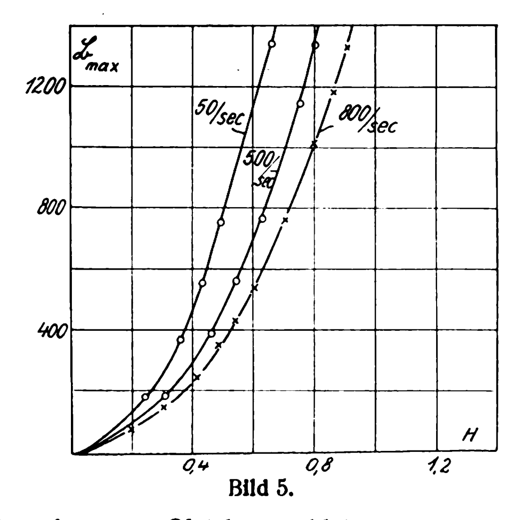


Bild 5.

die Transformator-Gleichung ableiten:

$$E_{eff} = \pi \cdot \sqrt{2} \cdot w \cdot f \cdot \Phi_{max}$$

Darin bedeuten: $E_{eff}$ den Effektivwert der Spannung, $f$ die Periodenzahl. Auf Grund dieser Beziehungen wurde nun die Abhängigkeit

$$\mathfrak{B}_{max} = f(H_{eff})$$

berechnet, indem verschiedene Spannungen angelegt und dabei die zugehörigen Stromwerte gemessen wurden. Aus den Stromwerten ergab sich $H_{eff}$ und aus der Spannung $\Phi_{max}$ bezw. $\mathfrak{B}_{max}$.

Da hier zur Bestimmung der effektiven Wechselfeldstärke der gesamte Magnetisierungsstrom benutzt wurde, so muß das errechnete $H_{eff}$ wegen der Eisenverluste zu groß ausfallen. Nimmt man also die Kurven für verschiedene Periodenzahlen auf (wie dies in Bild 5 geschehen ist), so zeigen die Abweichungen der Kurven den Einfluß der Eisenverluste. Dieser Einfluß ist nach Bild 5 verhältnismäßig gering. Das verwandte Material ist also bei 8000 Perioden/sec noch sehr gut verwendbar.

In den Bildern 6 und 7 ist ferner der gesamte Magnetisierungsstrom (Leerlaufstrom) beider Transformatoren angegeben in Abhängigkeit von der Primärspannung. Parameter der Kurven ist die primäre Windungszahl $w_1$.

Aus diesen verschiedenen Messungen geht hervor, daß der Transformator für Eisenkern dem Lufttransformator bei 8000 Perioden/sec überlegen ist, wenn ein so hochwertiges Kernmaterial verwendet wird.

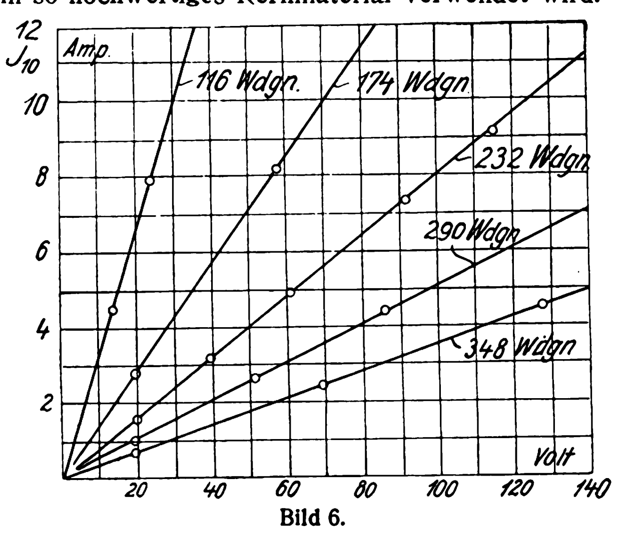


Bild 6.

Günstig ist für den Eisentransformator auch noch der Umstand, daß sich, wie Bild 7 zeigt, ein sehr kleiner Leerlaufstrom mit kleiner primärer Windungszahl vereinigen läßt. Dieser Umstand ist besonders dann wichtig, wenn es sich um ein hohes Uebersetzungsverhältnis handelt, denn dann kann die sekundäre Windungszahl ebenfalls verhältnismäßig klein sein.

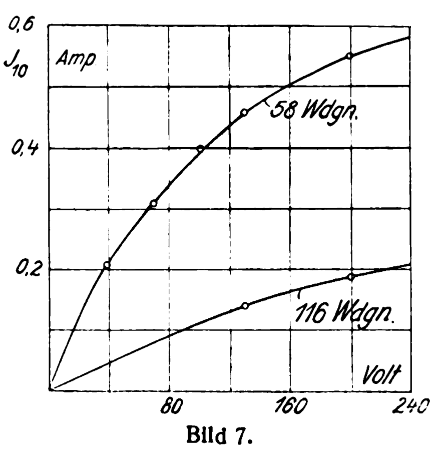


Bild 7.

## II. Die Gleichrichtung bei 8000 Perioden/sec.

Wie schon zu Anfang gesagt wurde, soll die vorliegende Arbeit als Endziel eine Gleichstrom-Hochspannungs-Anlage haben. Nun bietet aber die Gleichrichtung hinsichtlich der Hochspannung keine besonderen Schwierigkeiten; derartige Gleichrichter werden von mehreren Firmen listenmäßig geliefert. Hier ist bezüglich der Gleichrichtung vor allem der Einfluß der hohen Periodenzahl zu untersuchen.

Wegen der bei Hochspannung auftretenden meßtechnischen Schwierigkeiten wurde die Gleichrichtung bei ca. 200 Volt untersucht. Er wurde mit einem Quecksilberdampf-Gleichrichter der A.E.G. (5 Amp., maximal 220 Volt) gearbeitet, der sich für die Gleichrichtung des Wechselstroms von 8000 Perioden/sec vorzüglich bewährte.

[3]) Der Transformator war hierbei der gleiche, wie er weiter unten (S. 124) beschrieben ist.


Digitized by Google

Die prinzipielle Schaltung des Gleichrichters zeigt Bild 8. Der Transformator $T$ hatte den auf S. 122 beschriebenen Eisenring-Kern. Die primäre Windungszahl betrug 80, die sekundäre $2 \times 80$. Der Ohmsche Widerstand $R$, der den Verbraucher darstellt, war ein Kurbelwiderstand mit Widerstandsgittern von geringer Induktivität.

Bekanntlich ist es bei niederer Periodenzahl (z. B. 50/sec) für den Betrieb ohne dauernd brennende Hilfszündung nötig, in den Kathodenkreis eine Drossel zu schalten, so daß der Momentanwert des Kathodenstromes einen gewissen Minimalwert nicht unterschreitet. Es zeigte sich nun, daß von ca. 800 Perioden/sec an aufwärts der Quecksilberdampf-Gleichrichter auch ohne Kathodendrossel und ohne ständige Hilfszündung brannte.

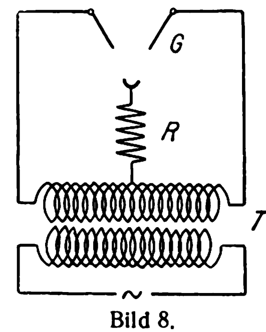



Bild 8.

Die hinter dem Gleichrichter am Verbraucher wirksame EMK kann dargestellt werden in der Form

$$e = a_0 + n \sum_1^{\infty} a_n \sin (n \omega t - \varphi_n).$$

Die Kathodendrossel wird also für den Teil

$$n \sum_1^{\infty} a_n \sin (n \omega t - \varphi_n)$$

eine um so größere Reaktanz darstellen, je höher die Periodenzahl ist, d. h. bei gegebener Kathodendrossel

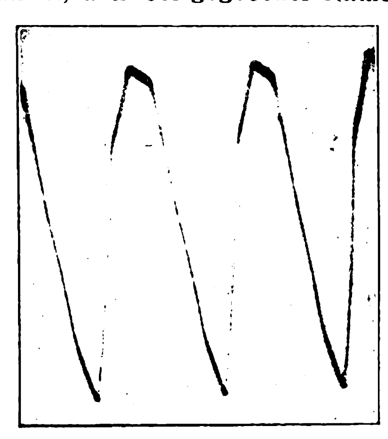


Bild 9.

muß die Stärke der Fluktuationen im Gleichstromkreis mit zunehmender Periodenzahl abnehmen.

Um dies experimentell zu bestätigen, wurde der Gleichrichter unter sonst gleichen Bedingungen mit verschiedenen Periodenzahlen betrieben und die im Gleichstromkreis auftretende Wechselamplitude des Stromes mit der Braunschen Röhre oszillographiert. Die Kathodendrossel wurde so bemessen, daß bei 50 Perioden der Gleichrichter gerade noch brannte. Die Bilder 9—11 gelten sämtlich für den Fall, daß der Effektivwert der Wechselspannung (gemessen zwischen den beiden Anoden) 180 Volt betrug und ein im Kathodenkreis liegendes Drehspul-Amperemeter 3,6 Amp. anzeigte.

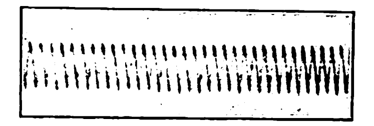


Bild 10.

Die Oszillogramme gelten für folgende Frequenzen:
Bild 9 50/sec,
Bild 10 800/sec,
Bild 11a 8000/sec.

Bild 11b gilt für 8000/sec bei Wegnahme der Kathodendrossel.

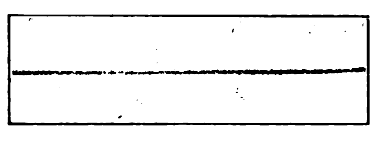


Bild 11a.

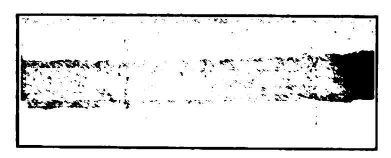


Bild 11b.

## III. Automatische Konstanthaltung der Verbraucherspannung.

Der Ohmsche Widerstand eines Wechselstrom-Generators ist im allgemeinen gegenüber dem induktiven Widerstand zu vernachlässigen. Dies gilt um

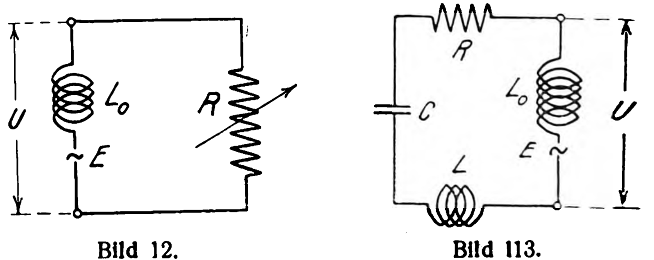



Bild 12. Bild 113.

so mehr, je höher die Frequenz ist. Belastet man eine solche Maschine nur mit Ohmschem Widerstand, so verursacht die Maschinen-Induktivität ($L_0$ Bild 12) einen Abfall der Klemmenspannung mit zunehmendem Verbraucherstrom. Dieser Spannungsabfall ist im allgemeinen um so größer, je höher die Frequenz ist.

Anders liegen die Verhältnisse, wenn der Wechselstrom-Generator mit der Reaktanz $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ belastet ist (Bild 13). $R$ stellt den unvermeidlichen Verlustwiderstand dar. Bemerkenswert ist dieser Fall für negative Werte von $X$. Da sich die Teilspannungen des Stromkreises wie die entsprechenden Widerstände verhalten, so ergibt sich für das Verhältnis der Amplituden von Klemmenspannung $U$ und der inneren EMK des Generators:

$$\frac{U}{E} = \sqrt{\frac{R^2 + X^2}{R^2 + (\omega L_0 + X)^2}}$$

Digitized by Google

In Bild 14 ist dieses Verhältnis in Abhängigkeit wiedergegeben. Wenn man von negativen X-Werten also die Reaktanz X von $-X_1$ nach $-X_2$ ändert, erhält man eine Erhöhung der Klemmenspannung, die um so beträchtlicher ist, je kleiner der Verlustwiderstand $R$ ist.

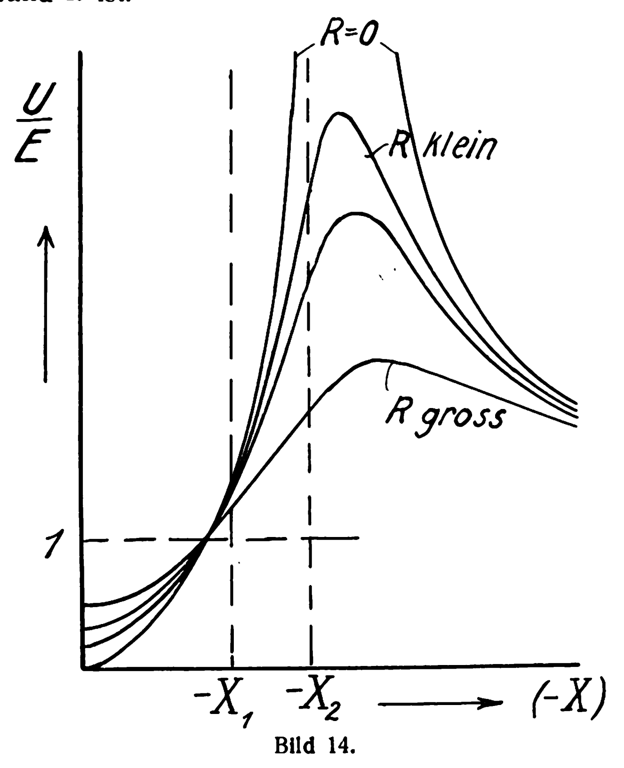



Bild 14.

Der Grundgedanke der Spannungskonstanthaltung ist nun eine Parallel-Schaltung, wie sie Bild 15 zeigt: Parallel zum Verbraucherkreis I liegt der Kompensationskreis II. Damit bei Zunahme des Verbraucherstromes $J_x$ die Klemmenspannung $U$ nicht abfällt,

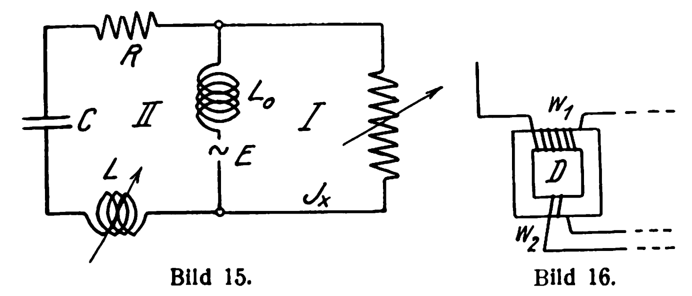



Bild 15. Bild 16.

wird entsprechend der Aenderung der Belastung die Reaktanz $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ passend geändert. Diese Aenderung von $X$ soll durch Variation der Induktivität $L$ bewirkt werden.

Ein einfaches Mittel, um die Größe von $L$ zu ändern, bietet die Gleichstrommagnetisierung einer Eisendrossel (Bild 16). Die Induktivität von $D$ wird hier verringert, wenn man durch die Hilfswindungen $w_2$ der Drosseln $D$ einen Gleichstrom überlagert.

Die in Bild 12 angegebene Schaltung bietet nun aber die Möglichkeit, die Steuerung des Kompensationskreises II (Bild 15) durch den Verbraucherstrom selbst zu bewirken. Da die ganze Untersuchung die Schaffung einer Gleich-Stromquelle bezweckt, so kann man den Verbraucherstrom (der hier also Gleichstrom ist) selbst zur Magnetisierung der Steuerdrossel verwenden, so daß sich die Anordnung Bild 17 ergibt.

## IV. Die praktische Ausführung der automatischen Spannungs-Konstanthaltung.

Bei der praktischen Ausführung der Spannungs-Konstanthaltung wurde zwischen Maschine und Verbraucherkreis ein Transformator gelegt, weil eine Transformierung der Spannung beabsichtigt war. Der Transformator $T$ in Bild 18 besaß den auf S. 122 angegebenen Eisenblechring-Kern. Seine primäre Windungszahl war 80, die sekundäre 160, der Gleichrichter $G$ war der auf S. 123 angegebene Quecksilberdampf-Gleichrichter. Der Kompensationskreis II konnte

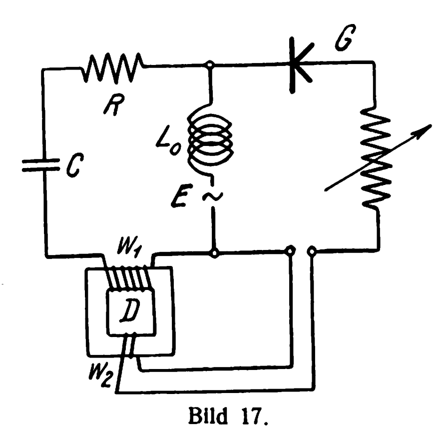



Bild 17.

an verschiedene Anzapfungen der Sekundärwicklung des Transformators gelegt werden. Die Begründung dieser Maßnahme wird später gegeben werden.

Bild 19 zeigt nun zwei experimentell aufgenommene Belastungsdiagramme: Kurve $b$ gilt, wenn der Kompensationskreis nicht angelegt ist, Kurve $a$ gilt für die vollständige Schaltung. Dabei hatte der Kompensationskreis folgende Dimensionen: $w_1 = 20$; $w_2 = 7$; $C = 0{,}2\ \mu F$.

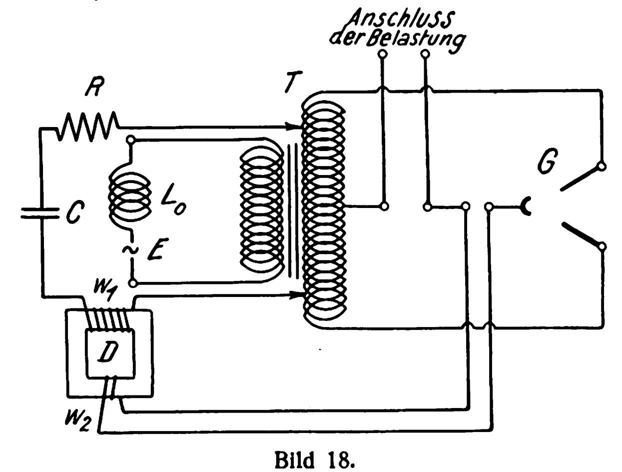



Bild 18.

Anzapfung $= 2 \times 64$ Windungen;
$R = 2\ \Omega$; $U_{20} = 210$ Volt.

Für die praktische Verwertung der Methode ist nun eine Untersuchung notwendig, wie der Kompensationskreis dimensioniert sein muß. Dabei sind folgende Punkte zu untersuchen:

1. Die Abstimmung des Kompensationskreises.
2. Die Stärke der Gleichstrommagnetisierung.
2. Die Größe der Mehrbelastung des Generators durch den Kompensationskreis.


Digitized by Google

### 1. Die Abstimmung des Kompensationskreises.

Aus den Ueberlegungen auf S. 125 geht hervor, daß die Reaktanz $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ stets negativ sein muß. Ferner gibt es nach den Kurven in Bild 14 eine

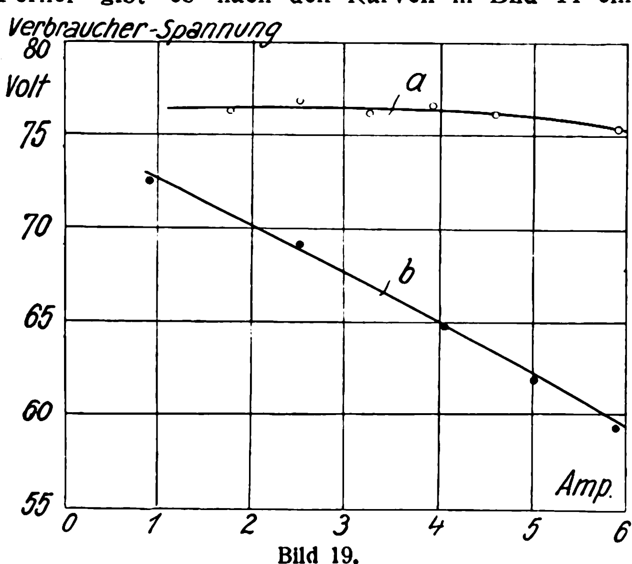



Bild 19.

günstigste Abstimmung (Bereich $-X_1$ $-X_2$). Um dies experimentell zu bestätigen, wurden mehrere Belastungscharakteristiken aufgenommen und bei jeder Kurve die Abstimmung des Kompensationskreises dadurch geändert, daß jeweils eine andere

Bild 20.

Drosselwindungszahl $w_1$ genommen wurde. Die Ergebnisse sind in Bild 20 wiedergegeben. Konstant gehalten wurde bei allen Kurven:

$w_2 = 7$; $C = 0{,}2\ \mu F$; Anzapfung $= 2 \times 64$ Windungen; $R = 2\ \Omega$; $U_{20} = 210$ Volt.

### 2. Die Stärke der Gleichstrommagnetisierung.

Die auf der Drossel angebrachte Hilfswindung $w_2$ muß so bemessen sein, daß die Spannungserhöhung des Kompensationskreises gerade den Spannungsabfall des Verbraucherkreises aufhebt. Ist die Windungszahl $w_2$ zu groß, so tritt Ueberkompensation ein (Kurve $w_2 = 10$ in Bild 21), ist dagegen $w_2$ zu klein, so fällt die Spannung stärker ab, als der Kompensationskreis nachsteuert (Kurve $w_2 = 5$).

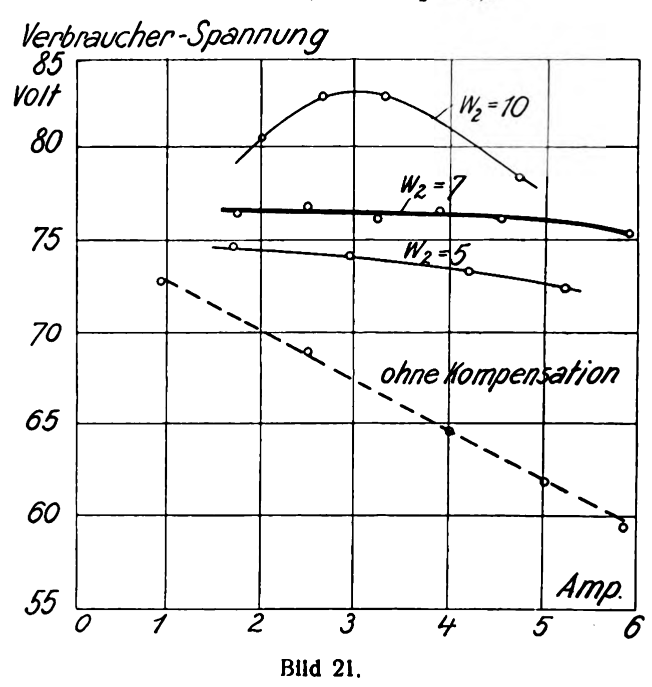



Bild 21.

### 3. Die Größe der Mehrbelastung des Generators durch den Kompensationskreis.

Hinsichtlich der Mehrbelastung des Generators durch den Kompensationskreis ist die Frage zu beantworten, ob es vorteilhaft ist, den Kompensationskreis an die gesamte Sekundärwicklung des Transformators zu legen; denn wenn es sich um einen

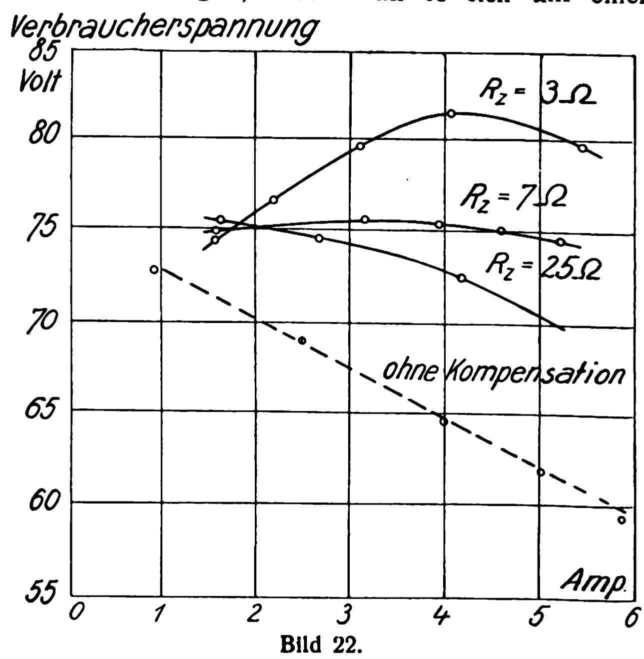



Bild 22.

Hochspannungstransformator handelt, würde eine bedeutende Spannung am Kompensationskreis liegen. In diesem Falle müßte zusätzlicher Ohmscher Widerstand in den Kompensationskreis gelegt werden, da sonst sowohl eine Ueberkompensation als auch eine


Digitized by Google

zu große zusätzliche Belastung des Generators eintrifft.

Um dies zu zeigen, ist Bild 22 aufgenommen worden, bei einer Anzapfung, die schon zu hoch war. Der zusätzliche O h m sche Widerstand $R_z$ ist Parameter der Kurven. Dieser Zusatzwiderstand hat unnötige Verluste und eine Verschlechterung der Resonanzschärfe des Kompensationskreises zur Folge.

Um diese Schwierigkeit zu umgehen, kann man den Kompensationskreis an eine geeignete Anzapfung der Sekundärwicklung des Transformators legen, wie dies schon Bild 18 zeigte.

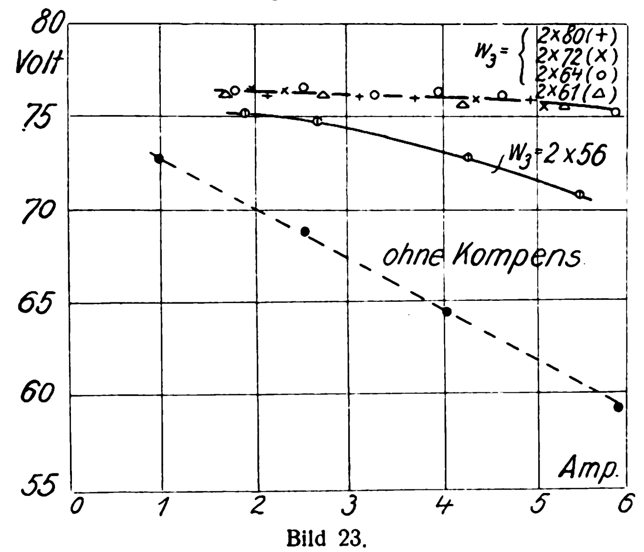



Bild 23.

In Bild 23 sind eine Reihe von Charakteristiken wiedergegeben, die mit dieser Schaltung aufgenommen wurden. Zu diesem Bilde gehören folgende Daten des Kompensationskreises:

$$w_1 = 20;\ w_2 = 10;\ C = 0{,}2\ \mu F;$$
$$\text{Anzapfung} = 2 \times 72 \text{ Windungen};\ U_{20} = 210 \text{ Volt}.$$

Gleichzeitig ist der gesamte Maschinenstrom $J_1$ aufgetragen (Bild 24), so daß man ein Maß für die zusätzliche Strombelastung des Generators erhält. Bei der Aufnahme dieser Kurven wurde der Kompensationskreis an verschiedenen Transformator-Anzapfungen angeschlossen und dabei jedesmal die Dämpfung so eingestellt, daß die Verbrauchergleichspannung konstant (ungefähr 46 Volt) war.

Zu den einzelnen Kurven von Bild 23 und 24 gehören folgende zusätzliche Widerstände:

| | | |
|---|---|---|
| 2 × 80 | Windungen | 15 Ω |
| 2 × 72 | „ | 7 „ |
| 2 × 64 | „ | 2 „ |
| 2 × 61 | „ | 0 „ |
| 2 × 56 | „ | 0 „ |

Die optimale Anzapfung, d. h. die Anzapfung, die bei minimalster zusätzlicher Strombelastung des Generators noch konstante Spannung liefert, ist also dadurch gekennzeichnet, daß dabei gerade der zusätzliche Widerstand zu Null wird. Das würde in diesem Falle zutreffen bei 2 × 64 Windungen.

Diese und die vorhergehende[5]) Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München ausgeführt. Herrn Geheimrat Professor Dr. J. Z e n n e c k bin ich für die Anregung hierzu, wie auch für die ständige Beratung zu größtem Danke verpflichtet. Mein besonderer Dank gilt auch der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, deren



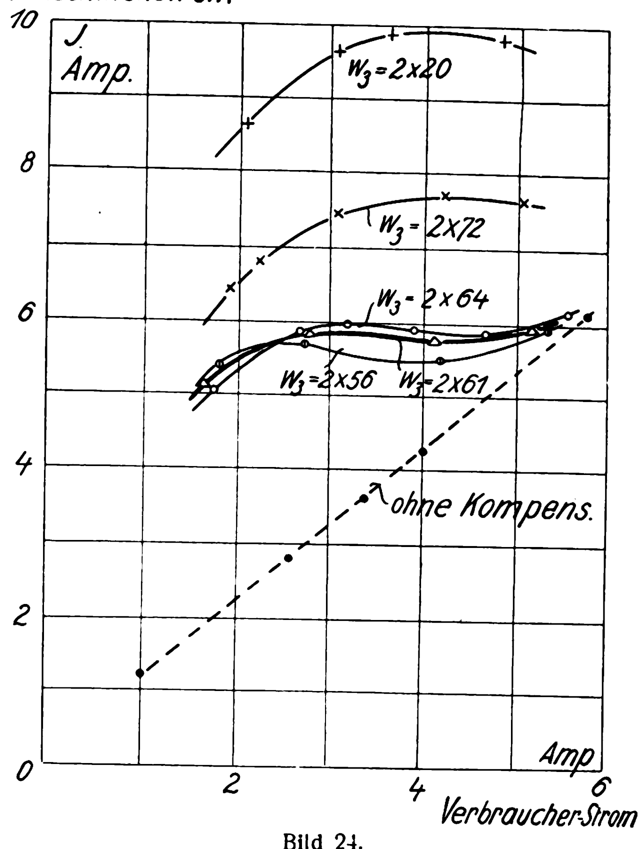




Bild 24.

Entgegenkommen die Durchführung der Arbeit ermöglichte. Bei der Arbeit fanden auch Apparate Verwendung, für die das Institut der H e l m h o l t z - Gesellschaft und dem Bund der Freunde der Technischen Hochschule München zu Dank verpflichtet ist.

Z u s a m m e n f a s s u n g :

1. Der Vergleich eines eisenlosen Transformators und eines solchen mit einem Eisenkern aus sogenannten Hochfrequenzblechen, wie sie für Frequenzwandler benutzt werden, ergibt bei einer Frequenz von 8000/sec eine bedeutende Ueberlegenheit des Transformators mit Eisenkern.

2. Um den günstigen Einfluß hoher Frequenz auf die Gleichrichtung zu zeigen, werden die Fluktuationen bei der Gleichrichtung von Wechselstrom der Frequenz 50, 800 und 8000/sec mit der B r a u n schen Röhre oszillographiert.

3. Es wird ein Verfahren angegeben und untersucht, das gestattet, die Klemmenspannung einer Gleichrichteranlage unabhängig von der Belastung automatisch konstant zu halten.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen am 15. September 1928.)

---

[5]) P. Hermanspann, ds Jahrb.

# Zum Problem der Erzeugung kurzer elektrischer Wellen durch Bremsfelder.

Von **H. E. Hollmann.**

(Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.)

**Inhaltsübersicht.**

Die Arbeit behandelt die verschiedenen, in einer Spezialröhre auftretenden Schwingungsbereiche. Der neben den bekannten Barkhausen-Kurz-Schwingungen von Pierret und von Hollmann beobachtete Frequenzbereich von 13—18 cm Wellenlänge wird z. T. auf Oberschwingungen, z. T. auf die Eigenwelle des Gittersystems zurückgeführt.

---

Schienen nach den ersten Versuchen die Verhältnisse in der Bremsfeldschaltung von Barkhausen und Kurz (1) recht einfach und übersichtlich zu liegen, so weisen die weiteren Untersuchungen der verschiedensten Forscher eine Fülle von Erscheinungen auf, die mit der Theorie von Barkhausen und Kurz sowie von Scheibe (2) nicht in Einklang zu bringen sind. Der stärkste Widerspruch, daß nämlich nach Angaben von Gill und Morell (3), Grechowa (4), Kapzov (5) und anderen die Frequenz der Elektronenschwingungen nicht nur durch die Zwischenelektrodenfelder, sondern in ebensolchem Maße durch ein mit den Elektroden verbundenes Schwingungssystem bestimmt wird, ist durch die Untersuchungen von Kapzov und Gwosdower (6) und von Hollmann (7) geklärt, während die von Scheibe (l. c. 2), Kapzov (l. c. 5), Wechsung (8) und anderen beobachteten „Elektronenschwingungen höherer Frequenz" von Hollmann (l. c. 7) als eine Pendelbewegung der Elektronen zwischen Gitter und Anode nachgewiesen wurden.

In neuerer Zeit berichtet Pierret (9) über Schwingungen, welche völlig außerhalb der bisher bekannten Schwingungsbereiche liegen; damit stimmen ähnliche Versuche von Hollmann (10) überein, der in dem kurzwelligen Bereich ein von früheren Beobachtungen völlig abweichendes Verhalten der Schwingungen findet[1]).

Sowohl Pierret als auch Hollmann benutzten bei ihren Versuchen französische Kurzwellenröhren der Type Métal TMC, deren Gitter und Anode nicht durch den Röhrensockel, sondern getrennt nach außen geführt sind, wodurch die Kapazität der Zuleitungen auf ein Minimum heruntergesetzt ist[2]). Das Gitter dieser Röhren ist als Wendel von 15 Windungen auf eine Länge von 12,5 mm und mit einem Durchmesser von 3,5 mm gewickelt; die Anode hat einen Durchmesser von 7 mm.

Auf Grund der Untersuchungen von Hollmann (l. c. 7) sind bei dem groben Wendelgitter der TMC-Röhre „Elektronenschwingungen höherer Frequenz", d. h. eine Pendelbewegung der Elektronen zwischen Gitter und Anode nicht zu erwarten. Ueberraschenderweise tritt indessen über der erreichbaren Gill und Morrell-Frequenz ein Schwingungsbereich mit einer Wellenlänge von 13—18 cm auf. Dieser Bereich ist nicht mittels des zwischen Gitter und Anode liegenden Schwingungskreises abzustimmen, sondern es können nur in der Gitterzuleitung stehende Wellen erhalten werden, wenn das Gitter auf die aus Bild 1 ersichtliche Weise mit einem Kupferdraht, auf dem sich eine Metallplatte verschieben läßt, verbunden wird; beim Verschieben der

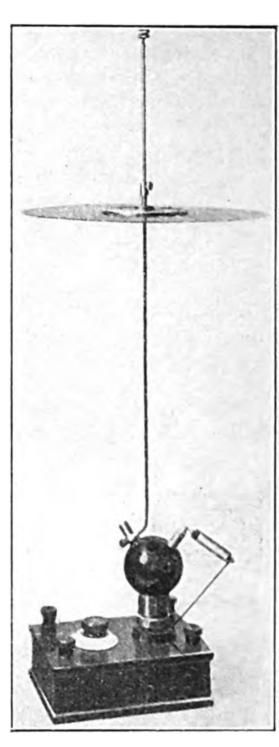


**Bild 1.**
**Kurzwellenoszillator mit abstimmbarem Gittersystem.**

Platte treten periodisch Maxima und Minima des Anodenstromes auf, deren Abstand sich zu $\frac{1}{2}\lambda$ ergibt. Charakteristisch für die kurzwelligen Schwingungen ist der Umstand, daß ihre Frequenz weder durch die Abstimmung des Gittersystems, noch durch die Betriebsspannungen bemerkenswert beeinflußt zu werden scheint; erst mit zunehmendem Emissionsstrom verschiebt sich der Bereich nach höheren Gitterspannungen hin unter gleichzeitiger Verringerung der Wellenlänge.

Pierret arbeitete zunächst mit einem Zweiröhrenoszillator und führt seine Schwingungen auf eine Rückwirkung zwischen beiden Röhren zurück; später gibt er jedoch einen Einröhrenoszillator an (11/12), der mit dem von Hollmann beschriebenen und in Bild 1 abgebildeten völlig übereinstimmt. Pierret stellt für die von ihm beobachteten Schwingungen eine Theorie auf, die von der An-

---

[1]) Vgl. den Zusammenfassenden Bericht in ds. Ztschr. 33, S. 27, 66 u. 101, 1929.

[2]) Vgl. Bd. 32, ds. Ztschr. Bild 1 auf Seite 182, 1928.



schauung von Barkhausen und Kurz in zwei Punkten abweicht. Er nimmt zwar ebenfalls eine Pendelbewegung von Elektronen um das Gitter an, doch soll die Elektronenfrequenz nicht nur von den Radialabmessungen und Spannungen der Röhrenelektroden, sondern auch vom Abstand zweier benachbarter Gitterdrähte abhängen.

Der zweite Punkt, der eine Abweichung von der Theorie von Barkhausen und Kurz aufweist, ist folgender: Pendeln die Elektronen mit der Frequenz $\nu$ um das Gitter, so rufen sie in demselben Wechselspannungen von der Frequenz $2\nu$ hervor. Der Vorgang läßt sich mit einem über einer Spule pendelnd aufgehängten Magneten vergleichen, der

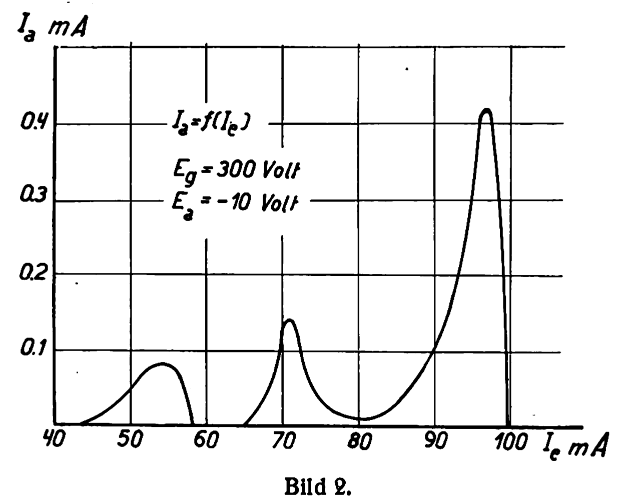



**Bild 2.**
**Die verschiedenen Schwingungsbereiche einer TMC Röhre.**

in der Spule eine Wechselspannung von der doppelten Frequenz seiner Eigenschwingung induziert. Pierret errechnet für seine Röhren eine Wellenlänge von 11,7 cm, während seine Messung 16,5 cm ergab; die starke Abweichung führt er auf vereinfachende Annahmen in seiner Theorie zurück.

Die vorliegende Arbeit hat eine experimentelle Nachprüfung der von Pierret vertretenen Anschauung zum Ziel. Wurde bei den früheren Versuchen des Verfassers mit der TMC-Röhre (l. c. 10) nur bei einem Anodenpotential Null oder bei schwach positiver Anode Elektronenströme der Größenordnung von mehreren Milliampere im Anodenkreis beobachtet, welche gleichzeitig einer periodischen Beeinflussung durch die Abstimmung des Gittersystems unterlagen, so ergaben die weiteren Versuche in Uebereinstimmung mit den Angaben Pierret's, daß auch bei stark negativer Anode noch Schwingungen auftreten. In diesen Bereichen war die Intensität des Anodenstromes $Ia$ außerordentlich gering und konnte bei einer Anodenspannung von —40 Volt nur noch mittels eines hochempfindlichen Galvanometers nachgewiesen werden.

Wurde unter konstanten Betriebsbedingungen der Emissionsstrom $I_e$ stetig verstärkt, so traten an verschiedenen Stellen Maxima von $I_a$ auf, wie es in einem besonders anschaulichen Fall Bild 2 darstellt. Dieses gibt allerdings die Verhältnisse nur qualitativ wieder, weil die Intensität und die Bereiche der Anodenströme in hohem Maße von den Abstimmverhältnissen der Elektroden, insbesondere des Gitters, abhängen. Wellenmessungen ergaben, daß die einzelnen Maxima ganz verschiedenen Frequenzbereichen entsprechen, die sich somit durch passende Einregulierung der Heizung willkürlich einstellen lassen.

Um die Röhre beliebig belasten zu können, wurden besondere Elektrodensysteme angefertigt, die in den Abmessungen von Gitter und Anode der französischen TMC-Röhre vollkommen nachgebildet, jedoch mit einer stärkeren Kathode ausgerüstet waren. Bild 3 zeigt ein solches System, bei dem neben der Kathode auch die Gitterwendel auswechselbar vorgesehen ist. Im Gegensatz zu der TMC-Röhre ist die Anode durch den Quetschfuß nach außen geführt, und nur die Gitterleitung verläuft in entgegengesetzter Richtung. Das ganze System ist auf einen Glasschliff aufmontiert und wird in ein mit einer Pumpanordnung in Verbindung stehendes Glasgefäß eingesetzt, wobei die Abdichtung der Gitterzuleitung mit Pizein vorgenommen wird.

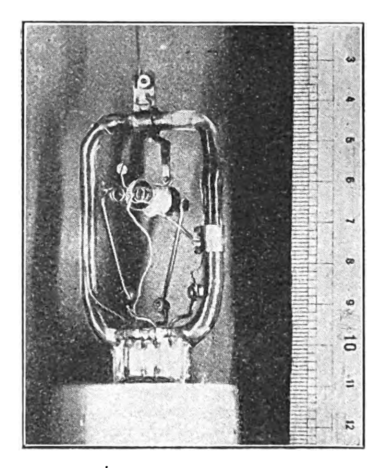


**Bild 3.**
**Elektrodensystem mit auswechselbarem Gitter.**

Wie bei dem in Bild 1 abgebildeten Oszillator, war es auch bei diesem System erforderlich, die Anode durch eine Drosselspule abzuriegeln, weil sonst bei entsprechender Abstimmung des Gitterdrahtes Gill und Morrell-Schwingungen auftraten und die Verhältnisse in unübersichtlicher Weise trübten. Unter besonderen Umständen, nämlich bei schwach positiver Anode und bei starkem Gasgehalt der Röhre, wurden Anodenströme bis zu 20 mA beobachtet, die zwar von Schwingungen herrührten, ohne daß es indessen möglich war, auf dem Gitterdraht und im Lechersystem eine Abstimmung zu erhalten. Es ergab sich, daß in diesem Fall der ganze Schaltungsaufbau einschließlich der zur Speisung von Gitter und Anode dienenden Batterien angeregt wurde, naturgemäß in einer entsprechend langen Welle ($\lambda = 30 - 40$ m). Vermutlich sind diese Schwingungen auf einen negativen Röhrenwiderstand zurückzuführen, wie es von Gill (13) angegeben worden ist.

Bei der Ausmessung der neuen Elektrodensysteme konnten durch Variation der Betriebsbedingungen, d. h. des Emissionsstromes und der Spannungen zwei Schwingungsbereiche erhalten werden, deren Wellenlängen genau im Verhältnis 1:2 standen. Auf den bei der TMC-Röhre noch beobachteten dritten Bereich wird weiter unten eingegangen werden. Die Wellenlänge wurde in allen Fällen durch Ein-

Digitized by Google

stellung der Maxima oder auch Minima von $I_a$ auf dem Gitterdraht ermittelt und hin und wieder durch Vergleichsmessungen mit dem Lechersystem bestätigt. War bei geringeren Emissionsströmen die Oberschwingung stark ausgeprägt, so trat sie bei Erhöhung der Heizung mehr und mehr zurück, bis schließlich nur noch die Grundwelle übrig blieb.

In Bild 4 sind nun beide Bereiche, soweit sie durch Variieren des Emissionsstromes zu erhalten waren, über verschiedene Gitterspannungen aufgenommen bei einer konstanten Anodenspannung

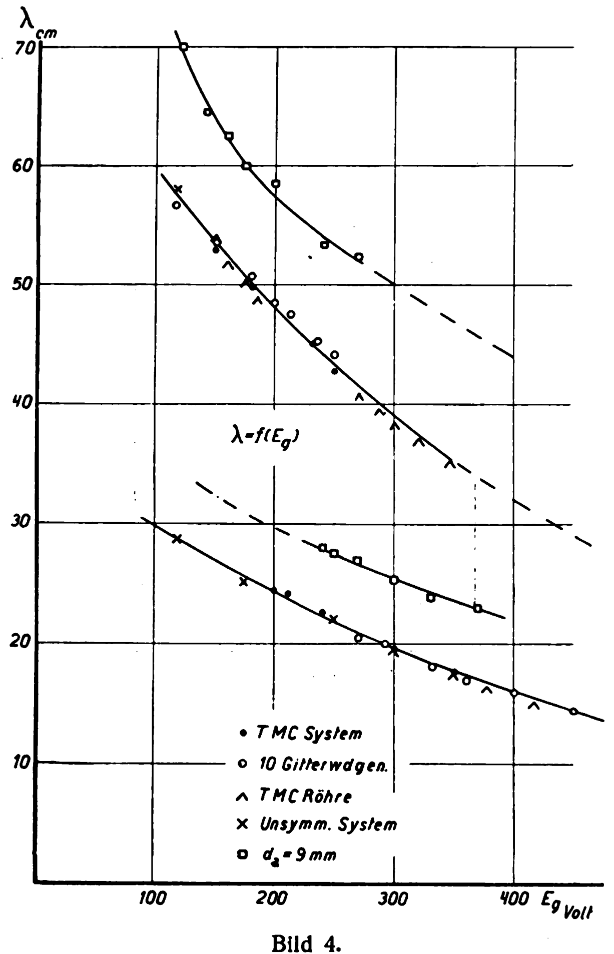



Bild 4.
Die Wellenlängen als Funktion der Gitterspannungen bei verschiedenen Gitterwendeln und Anodendurchmessern.

von — 10 Volt. Dabei war es nur innerhalb eines Gitterspannungsbereiches von etwa 200—250 Volt möglich, beide Schwingungen nebeneinander hervorzurufen; unterhalb dieses Spannungsbereiches verschwand die Ober-, darüber die Grundwelle. Bei den Messungen wurden verschiedene Elektrodensysteme benutzt, so einmal das in Bild 3 abgebildete System, dessen Gitterwindungen variiert wurden, ferner unbrauchbar gewordenen, französischen Röhren entnommene Elektrodensysteme, in die neue Heizfäden eingezogen wurden, und schließlich sind einige einer französischen Röhre unmittelbar entnommene Werte eingezeichnet. Ersichtlich fallen die mit den verschiedensten Systemen erzeugten Wellenlängen mit hinreichender Genauigkeit zusammen. Gitter mit 5 und 20 Windungen ergaben überhaupt keine Schwingungen, sondern nur die dazwischen liegenden Gitter mit 10 und 15 Windungen. Nach diesen Messungen steht eindeutig fest, daß für die vorliegenden Elektrodenabmessungen das Wellenverhältnis 2 nicht als Zufallsergebnis anzusprechen ist, sondern allgemeine Gültigkeit hat.

Vergleicht man die Wellenlänge der Grundschwingung mit früheren Messungen (l. c. 10), so ist ohne weiteres ersichtlich, daß es sich hier um reine Barkhausen-Kurz-Schwingungen handelt. Ein Bereich, innerhalb dessen die von Pierret geforderte Abhängigkeit der Frequenz von dem Abstand der Gitterdrähte vorhanden ist, wurde nicht gefunden. Da im Bereich höherer Gitterspannungen die Grundschwingung nicht mehr gemessen werden konnte, wurde ihre Kurve, der doppelten Oberwelle entsprechend, extrapoliert. Dieser gestrichelt eingezeichnete Kurventeil gleicht sich dem direkt gemessenen Kurvenverlauf gut an.

Es könnte der Einwand erhoben werden, daß die Radialabmessungen der TMC-Röhre und der hier benutzten Systeme zufällig so beschaffen seien, daß der kürzere Wellenbereich als Oberschwingung des längeren erschiene. Er wäre dann als „Elektronenschwingung höherer Frequenz" zu deuten, was zwar mit früheren Beobachtungen (l. c. 7), wonach die Schwingungen höherer Frequenz an ein engmaschiges Gitter gebunden sind, im Widerspruch stehen würde. Um diesem Einwand experimentell zu begegnen, wurden die Messungen mit einem neuen System wiederholt, dessen Anodendurchmesser von 7 auf 9 mm vergrößert war. Die mit diesem System erhaltenen Wellenlängen sind ebenfalls in Bild 4 eingezeichnet. In Uebereinstimmung mit der Theorie hat die Vergrößerung des Anodenzylinders eine Verlängerung der Welle bewirkt. Für den kurzwelligen Bereich ergibt sich jedoch auch hier, daß seine Wellenlänge genau die Hälfte des langwelligen Bereichs beträgt, und auch hier erweist sich eine Extrapolation sowohl nach höheren wie nach niedrigeren Gitterspannungen hin als gerechtfertigt.

Wie die mit den verschiedenen Elektrodensystemen erhaltenen Werte zeigen, sind Oberschwingungen nicht immer zusammen mit der Grundwelle zu erhalten, sondern sie treten erst von bestimmten Gitterspannungen an auf. Es ist danach anzunehmen, daß die Ausbildung von Oberwellen an bestimmte Bedingungen geknüpft ist, so z. B., daß die Laufzeit der Elektronen beiderseits des Gitters angenähert dieselbe ist. Gestützt wird diese Annahme dadurch, daß das Auftreten der Oberwelle durch Unsymmetrien der Elektroden verschoben wird, wie es in Bild 4 die durch Kreuze bezeichneten Werte erkennen lassen. Diese wurden nämlich mit einem System mit 10 Gitterwindungen erhalten, dessen Kathode sich infolge ungenügender Befestigung beim Ausheizen verlagert hatte. Bei starken Unsymmetrien waren entweder überhaupt keine Schwingungen zu erhalten, oder aber die Wellenlängen fielen völlig aus dem bei symmetrischen Systemen auftretenden Wellenverlauf heraus.

Auf Grund obiger Vorstellung Pierrets vom Zustandekommen der Oberschwingung ist zu erwarten, daß die Grundschwingung, wenn auch nicht auf dem Gitterdraht, so doch im Lechersystem in allen Fällen neben der Oberwelle nachzuweisen ist.


Digitized by Google

Versuche, diesen Nachweis durch Ausmessen der Maxima auf dem Lechersystem zu erbringen, führten zu keinem Erfolg, weil die Oberwelle die Grundschwingung an Intensität weit übertraf und die schwachen Maxima derselben vollkommen zudeckte.

Bild 5 gibt nun die unter denselben Umständen, wie die Kurven des Bildes 4 unmittelbar mit der Anordnung des Bildes 2 aufgenommenen Schwingungsbereiche wieder. Zunächst zeigt die Kurve, daß der langwellige Bereich genau mit den vorher

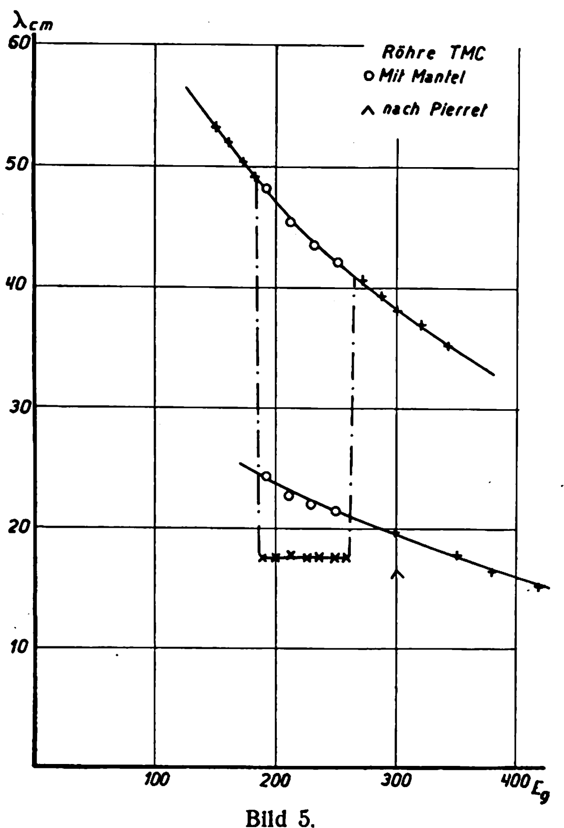



Bild 5.
Die Frequenzbereiche einer TMC Röhre.

gemessenen Wellenlängen übereinstimmt. Im Bereich der Oberwellen waren jedoch nur vereinzelt Messungen möglich, dafür trat unterhalb derselben innerhalb der Gitterspannung von 180—250 ein vollkommen neuer Bereich auf. Dieser unterschied sich von den bisherigen Schwingungen vor allem dadurch, daß seine Wellenlänge nahezu unabhängig von der Gitterspannung war, und sich nur mit der Anodenspannung um wenige Prozent änderte. Mit dieser Schwingungsform stimmen offensichtlich auch die von Pierret beobachteten Schwingungen überein, denn seine Wellenlänge von 16,5 cm fällt mit hinreichender Genauigkeit in den hier angegebenen Bereich. Die geringe Abweichung mag darauf zurückzuführen sein, daß die von Pierret benutzten Röhren nicht die übliche Handelsware war, wie sie bei den vorliegenden Untersuchungen zur Anwendung kam, sondern daß sie einen etwas verminderten Anodendurchmesser besaßen.

Der geradlinige Verlauf der Frequenzkurve des Bildes 5 beweist, daß es sich hier um einen, von den vorigen Schwingungen völlig verschiedenartigen Schwingungsprozeß handelt, und es bleibt nur die Annahme, daß ein innerhalb der Röhre befindliches Schwingungssystem in seiner Eigenperiode angeregt wird. Zum Nachweis dieser Vermutung wurde zunächst versucht, die Schwingungen auf irgendeine Weise von außen zu beeinflussen. Eine Abstimmung der Anode auf ähnliche Weise wie für das Gitter brachte keinen Erfolg; es gelang jedoch, die Schwingungen zum Aussetzen zu bringen, als die Röhre mit einem Metallmantel umgeben, und dieser mit der Anode verbunden wurde. In diesem Fall konnten sowohl die Barkhausen-Kurz-Schwingungen als auch ihre Oberwelle erhalten werden, wie die in Bild 5 eingezeichneten Werte erkennen lassen. Ein bestimmter Anhaltspunkt ergab sich indessen erst, als mitten während der Messungen der kurzwellige

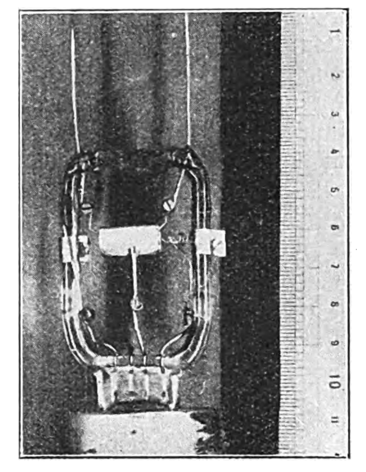


Bild 6.
Elektrodensystem mit abstimmbarem Gitterkreis.

Bereich plötzlich verschwand. Die Ursache konnte erst an der geöffneten Röhre festgestellt werden, denn es ergab sich, daß das Wendelgitter an einer Stelle seine Verbindung mit den Haltedrähten verloren hatte und durchgeschmolzen war. Daraus geht hervor, daß das aus der Gitterwendel und ihren Haltedrähten gebildete System einen Schwingungskreis darstellt, der durch die Elektronenschwingungen in irgendeiner Weise angeregt wird. Bestätigt wird dieses Ergebnis durch neuere Untersuchungen von Grechowa (14), welche ebenfalls beobachtet, daß das gewundene Gitter ihrer Röhren angeregt wird, und dies auch durch die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Dimensionen dieses Schwingungskreises wenigstens qualitativ nachweist.

Auf Grund dieser Betrachtungen ist es auch verständlich, wenn der kurzwellige Bereich der TMC-Röhren bei den selbst hergestellten Systemen nicht auftrat, da hier das Haltesystem der Gitterwendel wesentlich größere Abmessungen aufweist. Es wurde versucht, das Gitter in zwei Paralleldrähte auslaufen zu lassen, wie es Bild 6 zeigt, und dann durch Verschieben einer außerhalb der Röhre befindlichen Brücke eine beliebige Abstimmung des Gitterkreises herbeizuführen; doch brachten diese Versuche keinen Erfolg, vermutlich, weil die Dämpfung des in 3—4 Oberschwingungen zu erregenden Systems zu groß war, um eine Aenderung des Schwingungsvorgangs herbeizuführen. Nur die Barkhausen-Kurz-Schwingungen und ihre Oberwelle machten sich in

Digitized by Google

diesem Gittersystem ebenso wie auf dem Gitterdraht allein bemerkbar. Der von Pierret und Hollmann beobachtete Schwingungsbereich von 13—18 cm Wellenlänge dürfte daher z. T. als Oberschwingung der Barkhausen-Kurz-Frequenz, z. T. vor allem bei maximaler Energie, auf die Eigenwelle des Gittersystems zurückzuführen sein.

Zusammenfassung.

Zur näheren Untersuchung der von Pierret und von Hollmann an französischen Kurzwellenröhren der Type Métal TMC beobachteten kurzwelligen Schwingungen im Bereich von 13—18 cm Länge, wurden Elektrodensysteme verwandt, bei welchen neben den Abstimm- und Betriebsverhältnissen auch die Anzahl der Gitterwindungen variiert werden konnte. Schwingungen, die der Theorie von Pierret entsprechen, wonach im Gegensatz zu Barkhausen und Kurz die Frequenz auch von dem Abstand der Gitterdrähte abhängen soll, wurden nicht gefunden. Es konnten jedoch im Gittersystem Schwingungen der doppelten Frequenz des Barkhausen-Kurz-Bereiches erhalten werden, und zwar bis zu einer Wellenlänge von 13 cm. Die intensiven Schwingungen im Bereich von 17—18 cm Wellenlänge werden auf einen, aus der Gitterwendel und ihren Haltedrähten gebildeten Schwingungskreis zurückgeführt.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die mir die Fortsetzung meiner Untersuchungen ermöglicht, bin ich zu großem Dank verpflichtet. Ferner danke ich meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. Rau, für sein freundliches Interesse und die bereitwillige Ueberlassung der Mittel seines Instituts.

Literatur.

1) Barkhausen und Kurz, Phys. Ztschr. 21, S. 1, 1920.
2) Scheibe, Ann. d. Phys. 73, S. 54, 1924.
3) Gillmund Morrell, Phil. Mag. 49, S. 369, 1925.
4) Grechowa, Ztschr. f. Phys. 35, S. 50 und 59, 1926.
5) Kapzov, Ztschr. 35, S. 129, 1926.
6) Kapzov u. Gwosdower, Ztschr. f. Phys. 45, S. 114, 1927.
7) Hollmann, Ann. d. Phys. 86, S. 129, 1928.
8) Wechsung, Jahrb. d. drahtl. Tel. 32, S. 58, 1928.
9) Pierret, Compt. rend. 186, S. 1284, 1928.
10) Hollmann, Ann. d. Phys. 86, S. 1062, 1928.
11) Pierret, Compt. rend. 186, S. 1601, 1928.
12) Pierret, Journ. d. Phys. 9, S. 97, 1928.
13) Gill, Phil. Mag. 49, S. 993, 1925.
14) Grechowa, Phys. Ztschr. 29, S. 726, 1928.

(Eingegangen am 18. Dezember 1928.)

# Der Bordpeilempfänger im Flugzeug.

Von **M. H. Gloeckner.**

126. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof (Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik).

Schluß*).

## III. Die Anwendung des Bordpeilers im Zielflug.

a) Allgemeines.

Eine der wichtigsten und einfachsten Anwendungen des Bordpeilempfängers geschieht beim Zielflug.

Im vorstehenden war auseinandergesetzt, daß die Funkpeilskala im Flugzeug so angeordnet ist, daß sich der Zeiger der Rahmenstellung (Punktmarke) auf 0 einstellt, wenn der Rahmen senkrecht zur Flugzeuglängsachse steht. Fliegt also ein Flugzeug eine Funkbake an, so wird das Empfangsminimum auf die Peilscheibenablesung „0“ fallen, wenn der Sender genau vorausliegt. Jedes Herausfallen des Flugzeuges aus dem Zielkurs hat ein entsprechendes Anschwellen des Empfangstones zur Folge, so daß es leicht fällt, eine Kursverwerfung zu erkennen.

Es liegt der Gedanke nahe, den Flugzeugführer mit einer Hörkappe auszustatten und ihn unmittelbar nach dem Minimum fliegen zu lassen. Wie die praktischen Versuche jedoch gezeigt haben, ist dieser Weg nicht gangbar. Ein Flugzeug liegt im allgemeinen niemals ruhig im Kurs, sondern pendelt unter dem Einfluß horizontaler und vertikaler Böen um den mittleren anliegenden Kurs. Der empfindliche Funkpeiler reagiert je nach der Entfernung der Funkbake schon auf Kursänderungen von weniger als einem Grad außerordentlich stark und belastet dadurch die Aufmerksamkeit des Piloten in einem Maße, daß dieser für die Beobachtung anderer wichtiger Bordgeräte und für die Ueberwachung des Flugmotors keinerlei Zeit und Ruhe mehr findet. Darüber hinaus macht es große Schwierigkeiten, ein Minimum, das einmal verlorengegangen ist, mit dem Flugzeug wiederzufinden, denn die Steuerwirkung ist zumeist so grob, daß das Flugzeug unbemerkt über das Minimum hinwegdreht.

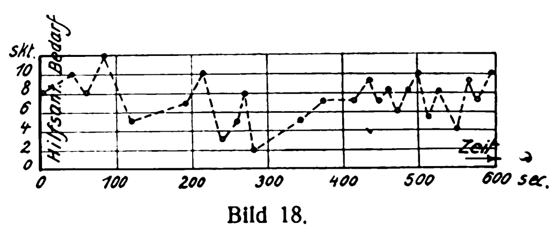



Bild 18.

Zeitlicher Verlauf des Hilfsantennenbedarfs bei einem Zielflug für unveränderte Einstellung des Peilrahmens. Der Hilfsantennenbedarf ist abhängig von der wechselnden Lage der Hilfsantenne zum Flugzeug und von der Eigenart des überflogenen Geländes.

Des weiteren tritt beim Zielflug mit dem Bordpeiler in höherem Maße die bereits bei der Fremdpeilung beobachtete Erscheinung auf, daß der für die Erzielung eines absoluten Minimums bedingte Hilfsantennenbedarf sich ständig ändert. Der Flugzeugführer wird also zeitweise nach dem absoluten Minimum vergeblich suchen, wenn dieses durch den unausgeglichenen Antenneneffekt des Peilrahmens getrübt ist. Bild 18 stellt die Verhältnisse dar für einen Zielflug nach dem Langenberger Rundfunksender.

*) I. Teil ds. Jahrb. Bd. 33, S. 92, 1929, H. 3.

Digitized by Google

Der Kopplungsgrad Hilfsantenne-Rahmen, für den die Peilung ein absolutes Minimum ergab, ist in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen.

Die Bedienung des Peilers würde demnach im Großflugzeug dem Bordfunker oder Navigator obliegen müssen, damit die Gewähr gegeben ist, daß alle Vorteile und Feinheiten dieses Navigationsmittels auch ausgenutzt werden können.

Die akustischen Motorgeräusche äußern sich fernerhin so, daß die Minimumbreite zunimmt, d. h. die beiden Grenzeinstellungen des Rahmens, bei denen die einkommenden Signale gerade hörbar werden und aus denen sich dann die Lage des Minimums ermitteln läßt, rücken auseinander. So wurde beispielsweise auf dem Flugplatz in Adlershof der Rundfunksender Langenberg (Rheinland) vor dem Start mit einer

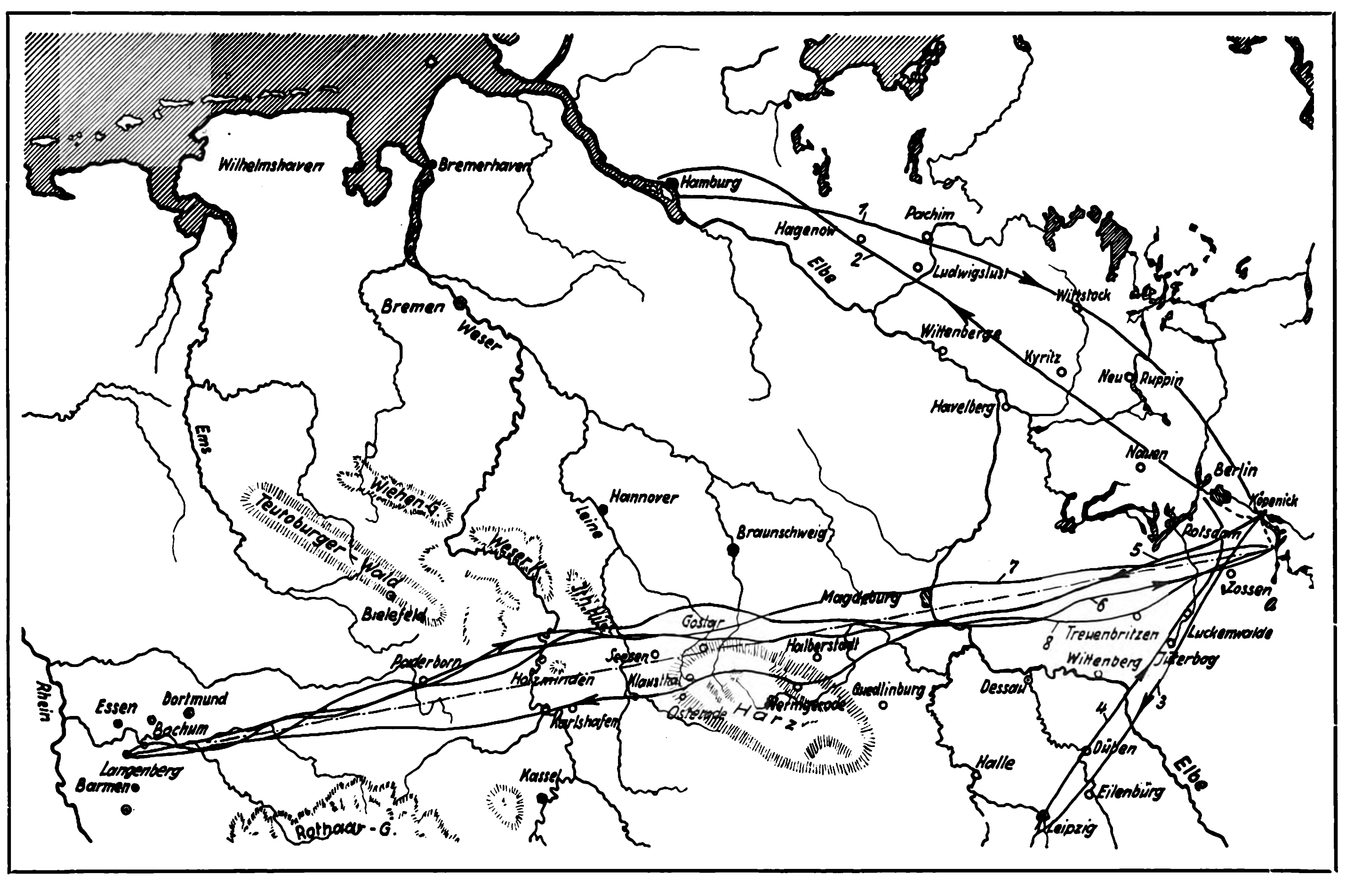



Bild 20.
Flugkurven für Zielflüge:

| Nr. | Flug-Strecke | Art des Fluges | Tag | Start | Ladung |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | Hamburg—Königswusterhausen | reiner Zielflug ohne Vorhaltung | 5. Juli 1928 | $17^{30}$ h | $19^{30}$ h |
| 2 | Berlin-Adlershof—Hamburg | desgl. | 5. Juli 1928 | $11^{00}$ h | $13^{50}$ h |
| 3 | Berlin-Adlershof—Leipzig | desgl. | 11. Juli 1928 | $11^{51}$ h | $13^{15}$ h |
| 4 | Leipzig—Witzleben | desgl. | 11. Juli 1928 | $16^{00}$ h | $17^{14}$ h |
| 5 | Berlin-Adlershof—Langenberg | Flug zwischen zwei Peilsendern | 6. August 1928 | $15^{33}$ h | $19^{46}$ h |
| 6 | Langenberg—Königswusterhausen | desgl. | 7. August 1928 | $16^{02}$ h | $19^{48}$ h |
| 7 | Königswusterhausen—Langenberg | Flug nach Kompaß u. Funkpeilung | 20. August 1928 | $10^{32}$ h | $14^{37}$ h |
| 8 | Langenberg—Zeesen | desgl. | 22. August 1928 | $15^{03}$ h | $17^{59}$ h |

Ueber das Verhalten des Peilempfängers während des Fluges läßt sich aus den bisherigen Erfahrungen folgendes angeben.

Die Rückkopplung im Rahmenkreis kann nicht in dem Maße ausgenutzt werden, wie es vor dem Start bei stillstehendem Motor möglich ist, da in diesem Falle die Störgeräusche, die durch die Zündfunken des Motors hervorgerufen werden, den Empfang zudecken. Damit verliert der Empfänger zwar an Empfindlichkeit, jedoch läßt sich sagen, daß im allgemeinen jeder Sender, der vom Boden aus gut gepeilt wird, auch im Zielflug sicher angeflogen werden kann.

Breite von $\pm\ 1\frac{1}{2}^\circ$ gepeilt; nach dem Start betrug sie im günstigsten Falle $\pm\ 5^\circ$. Die Peilbreite nimmt beim Anflug eines Senders nicht gleichmäßig ab, sondern hat bei stark wechselnden Werten im Mittel exponentialen Verlauf, wie aus Bild 19 hervorgeht. Die Unbeständigkeit der Minimumbreite tritt um so mehr in Erscheinung, je schwächer der Empfang und je breiter das Minimum an sich schon ist. Beim Ueberfliegen großer Ortschaften und Gewässer wurde eine wachsende Verbreiterung des Minimums beobachtet, die sich jedoch in größeren Flughöhen (1500 m und mehr) zu verlieren schien.

Digitized by Google

b) Reiner Zielflug.

Bei dem Anflug eines FT-Senders ist ein Flugzeug bei seitlichen Winden einer Abdrift unterworfen, falls nicht unter einem entsprechenden Vorhaltewinkel geflogen wird.

In Bild 20 sind in den Kurven 1, 2, 3 und 4 Zielflüge dargestellt, die von Hamburg nach Königswusterhausen, von Adlershof nach Hamburg, von Adlershof nach Leipzig und schließlich von Leipzig

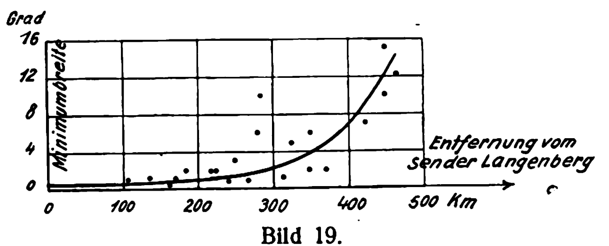



Bild 19.
Mittlerer Verlauf der Minimumbreite bei einem Zielflug. Die Kurve zeigt exponentiellen Verlauf.

nach Berlin-Witzleben führten. Als Funkbaken dienten in allen Fällen die Rundfunksender. Der Peilrahmen wurde auf 0° eingestellt, so daß das Minimum recht voraus lag, und der Flugzeugführer auf den entsprechenden Kurs eingewinkt. Infolge der Einwirkung seitlicher Winde fällt die Flugbahn nicht mit dem Großkreis zusammen, sondern nimmt einen Verlauf, der durch das Verhältnis zwischen Flugzeug-Eigengeschwindigkeit und Windgeschwindigkeit bestimmt ist.

Unter den vereinfachenden Annahmen eines über die Flugstrecke gleichmäßig in Stärke und Richtung verteilten Windes ist der Zielflug von P. Franck[3]) rechnerisch untersucht worden. Es ist zweifellos von Wert, die theoretischen Ergebnisse auf einen ausgeführten Flug anzuwenden.

In Bild 21 bedeuten:

$AZ = a$ die betrachtete Flugstrecke in km
$V$ die Flugzeugeigengeschwindigkeit in km/h
$P$ den jeweiligen Standort des Flugzeuges
$\omega$ den Abdriftwinkel (vom Ziel aus gesehen)
$\varrho$ die Entfernung Flugzeug—Ziel
$E$ die Abdrift in km
$v$ die Windgeschwindigkeit in km/h
$\beta$ die Windrichtung gegen $ZA$

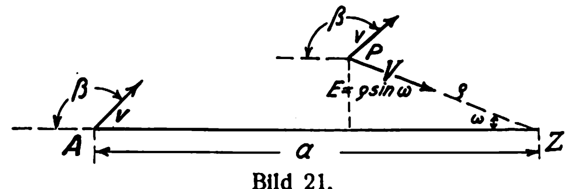



Bild 21.
Entwicklung der Franckschen Gleichung.

Aus dem Ansatz

$$\frac{d\varrho}{dt} = v \cos (\beta - \omega) - V$$

und

$$\varrho \frac{d\omega}{dt} = v \sin (\beta - \omega)$$

ergibt sich das Francksche Integral:

$$\varrho = a \frac{\sin \beta}{\operatorname{tg} (\beta/2)^{V/v}} \frac{\left(\operatorname{tg}\frac{\beta-\omega}{2}\right)^{V/v}}{\sin (\beta - \omega)}$$

Für die Strecke Adlershof—Spandau—Hamburg (s. Bild 20, Kurve 2), die am 5. Juli 1928 von 11.00 bis 13.50 Uhr im Zielflug beflogen wurde, lagen die Windverhältnisse nach Angaben der Flugwetterwarten in Berlin und Hamburg in 600 m Höhe wie folgt:

SW 18 bis 30 km/h, auffrischend.

Um ein Bild über den Einfluß des Windes zu erhalten, ist die Flugkurve unter sonst gleichen Verhältnissen für die beiden Windstärken: $v_1 = 20$ km/h und $v_2 = 27$ km/h berechnet worden. Es ergeben sich die Konstanten zu:

$a = 247{,}5$ km; $V = 120$ km/h; $\beta = 298 - 225 = 73°$.

In Bild 22 sind die berechneten Kurven (1 und 2) der geflogenen Flugbahn (3) gegenübergestellt. Während des Fluges hat der Wind aufgefrischt. Demnach ergibt sich für abnehmende Entfernung nach Hamburg eine größere Versetzung, als sie bei konstanten Windverhältnissen eintreten müßte, und für den ersten Teil des Fluges überwiegt die Aehnlichkeit mit der für 20 km/h Wind berechneten Kurve, während im letzten Flugabschnitt die mit einem Wind von 27 km/h berechnete Kurve zum Vergleich herangezogen werden kann.

Wie sich aus Bild 20 ergibt, hat der Wind beim Rückflug (17.00 bis 20.00 Uhr) zunächst noch mehr aufgefrischt, die Abdrift entsprechend vergrößert und erst gegen Ende des Fluges merklich nachgelassen.

Auch die Flüge nach Leipzig und zurück (Bild 20, Kurve 3 und 4) zeigen ein ähnliches Bild. Die Flugbahnen sind unter gleichen Versuchsbedingungen entstanden und lassen sich aus den Einflüssen des Windes leicht erklären. Merkliche Fehlweisungen des Peilstrahles liegen nicht vor.

Der Rückflug von Hamburg nach Berlin fand am späten Nachmittag statt. Da die Landung erst um 20.00 Uhr erfolgte und die Sonne um 20.22 Uhr unterging, fielen die letzten Peilungen in die kritische Zeit der Peilstrahlwanderung. Es zeigte sich auch tatsächlich eine gewisse Unruhe des Peilstrahles des Witzlebener Senders (483,9 m), der das Gefühl aufkommen ließ, daß die Peilung nicht mehr zuverlässig sei. Aus flugtechnischen Gründen konnten Untersuchungen in dieser Richtung mit diesem Flug jedoch nicht verbunden werden. Es wurde deshalb auf die längere Welle von Königswusterhausen (1250 m) umgeschaltet, die sich einwandfrei verhielt, und dieser Sender angeflogen.

Haben diese und andere Flüge bewiesen, daß es immer möglich ist, ohne Zuhilfenahme weiterer Navigationsmittel zur Vermeidung der Abdrift einen Zielsender sicher anzufliegen, so bleibt doch die Tatsache bestehen, daß der reine Zielflug nicht auf dem kürzesten Wege zum Sender führt. Ob trotz des verbundenen Zeitverlustes ein solcher Flug für die Praxis von Bedeutung ist, läßt sich mit Hilfe der Franckschen Gleichung ermitteln.

[3]) P. Franck, Le radio compas et la navigation aérienne. L'onde électrique Bd. 7, S. 109, 1928; Ref. ds. Ztschr. 32, S. 216, 1928.


Digitized by Google

Die für einen reinen Zielflug benötigte Zeit in Stunden ist:

$$T_1 = a\left[\frac{\sin^2 \beta/_2}{V+v} + \frac{\cos^2 \beta/_2}{V-v}\right]$$

und die Zeit für einen Flug auf dem Großkreis bei richtiger Wahl des Vorhaltewinkels:

$$T_0 = \frac{a}{V}\,\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{V}\right)^2 \sin^2 \beta} - \frac{v}{V}\cos \beta}$$

wobei ein über die Flugstrecke konstanter Wind angenommen ist und die Buchstaben der Gleichung die bereits angegebene Bedeutung haben.

sondern bei seitlich schiebendem Wind ($\beta = 105°$). Dieser scheinbare Widerspruch klärt sich auf, wenn man beachtet, daß das Flugzeug solange der Abdrift unterworfen ist, wie sein Kurs nicht dem Winde entgegen verläuft. Es wird also notwendigerweise das Flugzeug im vorliegenden Falle in einem Bogen über die Höhe des Zielsenders hinausfliegen, um ihn schließlich im Gegenwind zu erreichen. Der größte Zeitverlust beträgt trotz der angenommenen sehr ungünstigen Windverhältnisse nur etwa 17,5%, so daß bei normaler Wetterlage dem Zielflug ohne Vorhaltung nach einem Peilsender sehr wohl eine praktische Bedeutung zukommt, insbesondere, wenn die Abdrift wenigstens einigermaßen berücksichtigt wird. Der geringe Zeitverlust wird dann für den Vorteil einer

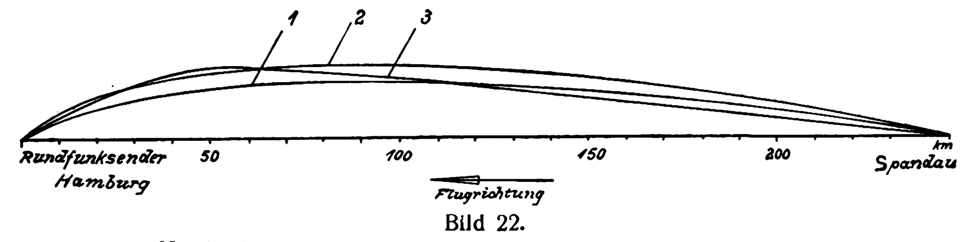



Bild 22.
**Vergleich zwischen zwei berechneten und einer durch Sichtortung ermittelten Flugkurve eines reinen Zielfluges Berlin-Hamburg.**

In Bild 23 sind für eine übliche Flugzeugeigengeschwindigkeit von 140 km/h und eine angenommene Weglänge über den Großkreis von $a = 500$ km die Flugzeiten mit und ohne Vorhaltewinkel in Funktion der Richtung $\beta$ eines Windes von 70 Stundenkilometer Geschwindigkeit dargestellt. Bild 23 zeigt für $\beta = 0$

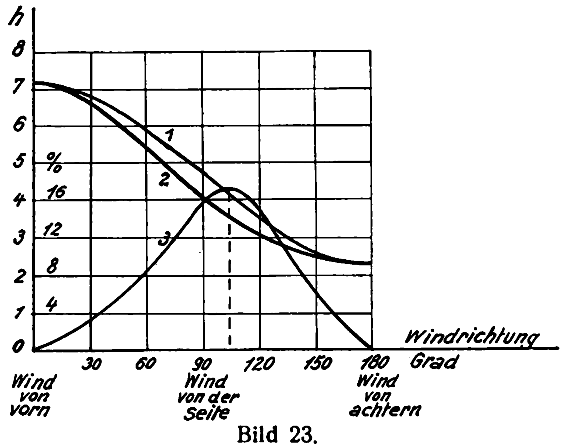



Bild 23.
**Zeitverlust für einen reinen Zielflug gegenüber einem Großkreisflug. Kurve 1 Flugzeit ohne Vorhaltewinkel, Kurve 2 Flugzeit mit Vorhaltewinkel, Kurve 3 Prozentualer Zeitverlust eines Fluges ohne Vorhaltewinkel gegen einen Flug mit Vorhaltewinkel.**

den Fall des Fluges mit Gegenwind, für $\beta = 180°$ mit Rückenwind und für $\beta = 90°$ mit Seitenwind.

Aus beiden Kurven ist eine dritte berechnet, die für verschiedene Windrichtungen den reinen Zielflug (ohne Vorhaltewinkel) in Beziehung setzt zum orthodromischen Flug mit richtig gewähltem Vorhaltewinkel, und den Zeitverlust gegen diesen prozentual angibt.

$$y = \left(\frac{T_1}{T_0} - 1\right) 100\%.$$

Der größte Zeitverlust tritt, wie aus dieser Kurve ersichtlich, nicht bei reinem Seitenwind ($\beta = 90°$) auf,

einfachen Navigation immer in Kauf genommen werden können.

c) Flug zwischen zwei Sendern.

Theoretisch wäre es wünschenswert, den Zielflug auf dem Großkreis auszuführen. Da der Weg des Peilstrahles orthodromisch ist, muß das Flugzeug bei Benutzung des Funkpeilers auf dem größten Kreis fliegen, sofern es gelingt, gegen die Abdrift richtig vorzuhalten.

Die Flüge nach dem Rheinlandsender Langenberg (Bild 20, Kurve 5 u. 6) hatten den Zweck, auf rein funktechnischem Wege einen Zielflug zu versuchen und durch die Funkpeilung allein die Abdrift auszuschalten. Dem Versuch lag der Gedanke zugrunde, das Flugzeug zwischen zwei Sendern fliegen zu lassen. Solange es sich auf dem Großkreise befand, mußten die Sender voraus und achteraus um 180° versetzte Peilungen ergeben. Fällt das Flugzeug nach Backbord aus dem Kurs, so erscheint die Peilstrahlablesung des Senders „voraus" rechts neben der des Senders „achteraus", wenn dieser mit der falschen Rahmenseite gepeilt wird. Entsprechend fällt für eine Kursversetzung nach Steuerbord die Vorauspeilung links neben die Achterauspeilung. Um wieder in den richtigen Großkreiskurs zu gelangen, muß dann das Flugzeug gegen den Zielsender „übersteuert" werden.

Da die Peilung der beiden Sender nicht gleichzeitig erfolgen konnte, war von vornherein damit zu rechnen, daß das Verfahren praktisch nicht das leisten konnte, was theoretisch möglich war. Dennoch lieferte es gewisse Aufschlüsse über die Genauigkeit eines Navigationsverfahrens, das sich allein auf die Funkpeilung stützt und auf die Verwendung eines Kompasses völlig verzichtet. Der Flugzeugführer wurde also nach den Ergebnissen der Funkpeilung eingewinkt, wobei als Richtlinie diente, das Flugzeug auf den Großkreis zwischen den beiden Navigationssendern zu halten bzw. es schnellstens wieder auf

Digitized by Google

diesen Kurs zu bringen, wenn die Peilung einen abseits liegenden Standort ergab. Unabhängig von der Funkpeilung wurde durch einen zweiten Beobachter der wahre Flugweg durch Sichtortung ermittelt und fortlaufend in eine Geländekarte eingezeichnet.

Die Ergebnisse der am 6. und 7. August 1928 zwischen den beiden Rundfunksendern Langenberg und Königswusterhausen unternommenen Flüge sind in Bild 20 in der Kurve 5 u. 6 wiedergegeben. Der Großkreis durch die Standorte der Sender Königswusterhausen auf 52° 18′ 23″ n. B. 13° 36′ 55″ ö. L. und Langenberg auf 51° 21′ n. B. 7° 8′ 2″ ö. L. ist berechnet und eingetragen. Der größte Kursfehler gegen diesen fällt auf den Flug Langenberg—Königswusterhausen und beträgt rund 6° für Langenberg.

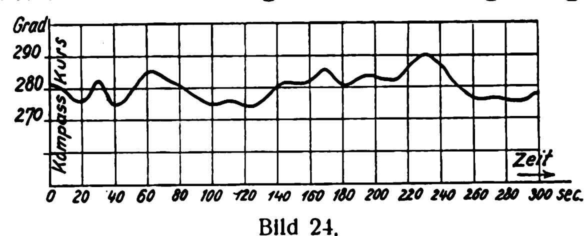



Bild 24.
Kursschwankungen im anliegenden Kurs durch Böen.

Die Größe der Fehler erklärt sich in der Hauptsache aus der Tatsache, daß das Umschalten des Empfängers von der niedrigen Langenberger Welle (468,8 m) auf die höhere Königswusterhausener (1250 m) etwa 1 min Zeit in Anspruch nahm. Innerhalb dieser behält aber das Flugzeug infolge stets vorhandener horizontaler und vertikaler Böen seinen Kurs nicht bei. Obgleich die Wetterlage durchaus nicht ungünstig war, blieben Schwankungen im Kompaßkurs größer als der errechnete Flugfehler gegen die Orthodrome. Eine Vorstellung von den Schwierigkeiten der Peilung zweier Sender nach dem vorliegenden Umschalteverfahren gibt Bild 24, das den zeitlichen Verlauf des Kompaßkurses veranschaulicht, ebenso wie das oben erwähnte Bild 18, das den zeitlichen Verlauf des Hilfsantennenbedarfs darstellt.

Trotz der geschilderten Schwierigkeiten ist das Ergebnis dieses Fluges zwischen zwei Sendern recht günstig, wenn es auch für die Praxis zunächst kaum in Frage kommen dürfte. Jedoch wird in dem Augenblick, in dem sich die Doppelpeilung in wenigen Sekunden erledigen ließe, recht genau geflogen werden können. Eine Verbesserung des Gerätes in dieser Richtung ist zunächst nicht zweckmäßig, da es in unzulässiger Weise an Umfang und Gewicht zunehmen würde.

Bemerkt sei noch, daß die Langenberger Flüge am späten Nachmittag in der Zeit von 16.00 bis 20.00 Uhr stattfanden und, da die Sonnenuntergänge in Berlin auf 19.42 und 19.40 Uhr fielen, in der kritischen Zeit der Peilstrahlwanderungen ausgeführt wurden. Irgendwelche Einflüsse aus diesen traten beim Peilen nicht in Erscheinung.

### d) Zielflug nach Kompaß und Funkpeilung.

In Anlehnung an die auf See übliche Navigation bei Zielfahrten blieb noch als dritte Möglichkeit für die Durchführung eines Zielfluges auf kürzestem Wege die gleichzeitige Benutzung von Kompaß und Funkpeiler.

Für diese Versuche wurde ebenfalls die Strecke Königswusterhausen—Langenberg und Langenberg—Zeesen gewählt. Als Funkbake diente für den Hinflug der Sender Langenberg (468,8 m) und für den Rückflug der Sender Zeesen (1250 m). Die Ergebnisse zeigt Bild 20 in Kurve 7 u. 8.

Der Flug wurde zunächst als Kompaßflug angesetzt. Abgangs- und Ankunftskurs wurden rechnerisch ermittelt; diese ergaben sich zu 259° 8′ und 254° 2′ rechtweisend. Die anzuwendende Kursverbesserung betrug demnach —5° 6′.

Da der Flug erfahrungsgemäß etwa 4 h 10 min dauerte, wurde der Kurs jeweils nach 50 Flugminuten um $^{1}/_{5}$ dieses Wertes verbessert, um so eine möglichst gute Annäherung an die Orthodrome zu schaffen.

Zur Berücksichtigung der Deviation wurde wenige Tage vor dem Flug das Flugzeug (Junkers F 13) auf die Drehscheibe gesetzt, der Kompaß erneut kompensiert und die restliche Deviation kurvenmäßig festgelegt. Für den mutmaßlichen Standort nach 50 Flugminuten konnte aus einer Isogonenkarte die Deklination entnommen werden. Damit war planmäßig der Kurs für die fünf loxodromischen Flugabschnitte festgelegt. Mit Rücksicht auf die Ablesegenauigkeit des Kompasses ergaben sich die in Tafel 3 zusammengestellten Kurse.

Tafel 3.

**Steuerkurse für die Flugteilstrecken.**

| 1<br>Abschnitt | 2<br>Zeitintervall | 3<br>Mißweisd. Kurs | 4<br>Kompaßkurs |
|---|---|---|---|
| I | 0— 50 | 262 | 260 |
| II | 50—100 | 262 | 260 |
| III | 100—150 | 262 | 260 |
| IV | 150—200 | 261,5 | 260 |
| V | 200—250 | 261,5 | 260 |

Dem Funkpeiler fällt nun die Aufgabe zu, die Abdrift durch seitliche Winde erkennen zu lassen, um entsprechende Kursverbesserungen zu ermöglichen. Bezeichnet man den (anliegenden) Kompaßkurs mit $z$, die Deviation mit $\delta$, die beschickte Funkseitenpeilung mit $p_s$, so ergibt sich die mißweisende Funkpeilung $p_m$ des Zielsenders durch folgende Beziehungen

$$p_m = p_s + z + \delta = q_s + f + z + \delta \quad \text{(s. S. 100)}$$

Die mißweisende Funkpeilung $p_m$ ist aber numerisch stets gleich dem mißweisenden Kurs $z_m$, wenn sich das Flugzeug auf der vorberechneten Flugbahn befindet. Die Bedingungen für den fraglichen Zielflug lauten also: Die Funkpeilung

$$p_s = q_s + f$$

und der mißweisende Kurs

$$z_m = z + \delta$$

müssen der Beziehung genügen

$$z_x = z_m + p_s$$

wobei $z_x$ den in der Tafel 3, Spalte 3 angegebenen Wert $z_0$ haben soll.

Digitized by Google

Ergibt sich

$$z_x > z_0$$

so bedeutet das, daß das Flugzeug nach Backbord versetzt ist, während

$$z_x < z_0$$

einer Versetzung nach Steuerbord gleichkommt.

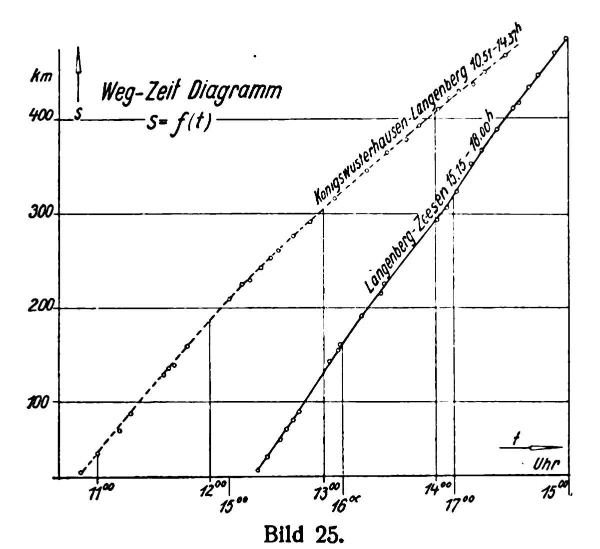



Bild 25.

**Wegzeitdiagramm zum Kompaß-Funkpeilflug Berlin-Langenberg und zurück (Bild 20, Kurve 7 und 8).**

aussetzte und erst in der Gegend Magdeburg wieder in Tätigkeit trat. Auf dem Rückflug (Kurve 8) geriet das Flugzeug in der Gegend Paderborn in sehr schlechtes Wetter mit stellenweise nur 500 m Sicht. Aus Sicherheitsgründen und in Anbetracht der durch starken Rückenwind auf rd 165 km/h gesteigerten Fluggeschwindigkeit wurde der Harz nördlich umflogen, so daß diese Flugabschnitte nicht in die Betrachtung des Zielfluges einzubeziehen sind.

Wie vorstehend gezeigt, kam es bei diesem Flug darauf an, die mißweisende Funkpeilung so genau wie möglich zu nehmen. Es ist daher von großem Interesse, die Peilfehler zu ermitteln.

Zu diesem Zweck wurde in das Versuchsprotokoll außer dem Kompaßkurs und der Funkseitenpeilung auch die Zeitangabe aufgenommen, zu der die Peilung erfolgte. Der mit Sichtortung betraute Beobachter nahm für den jeweils überflogenen Geländepunkt gleichfalls die zugehörige Zeit. Bei der Auswertung des Versuches wurde dann das Wegzeitdiagramm gezeichnet (Bild 25) und daraus der Standort zur Zeit der betreffenden Peilung ermittelt. Die rechtweisende Funkpeilung $P_r$ ergab sich aus den beobachteten Werten $q_s$ und $z$ zu:

$$P_r = P_m + m = q_s + f + z + \delta + m$$

wenn $m$ die aus der Isogonenkarte entnommene örtliche Mißweisung, $f$ die experimentell ermittelte Funk-

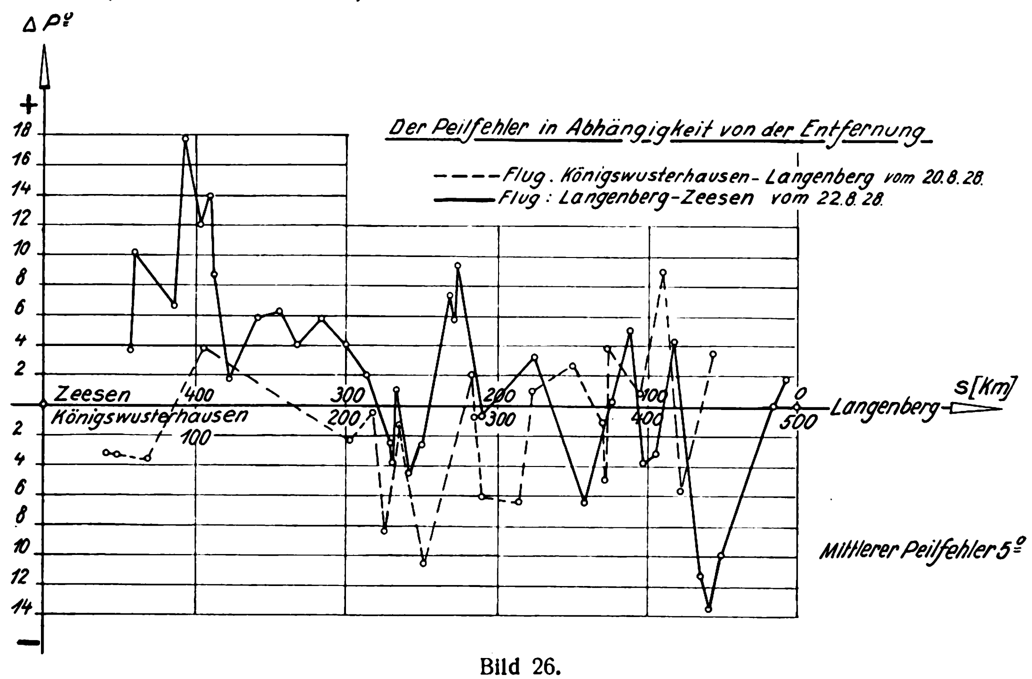



Bild 26.

**Peilfehler in Abhängigkeit von der Entfernung vom Zielsender für den Kompaß-Funkpeilflug Berlin—Langenberg und zurück (Bild 20, Kurve 7 und 8).**

Dieser Versuchsflug sollte einen Einblick geben, in welcher Größenordnung die Flugfehler liegen. Bei der Durchführung ist wieder dafür gesorgt worden, daß die Funkpeilung und die Sichtortung völlig unabhängig voneinander durch verschiedene Beobachter ausgeführt wurden, so daß eine gegenseitige Beeinflussung ausgeschlossen blieb. Das Ergebnis der Flüge ist aus Bild 20, Kurve 7 u. 8 zu ersehen. Bemerkt sei, daß auf dem Hinflug (Kurve 7) etwa in der Höhe von Potsdam der Zielsender Langenberg

beschickung und $\delta$ die Deviation ist. Das rechtweisende Azimut $A_r$ des Zielsenders für den Ort der Peilung errechnet sich aus der sphärischen Gleichung:

$$\cot A_r = \frac{\sin \varphi_s \cos \Delta \lambda - \cos \varphi_s \operatorname{tg} \varphi_F}{\sin \Delta \lambda}$$

wobei $\varphi_s$ die geographische Breite des Zielsenders, $\varphi_F$ diejenige des Flugzeugstandortes und $\Delta \lambda$ der Längenunterschied der beiden geographischen Punkte bedeuten.

Digitized by Google

Der Unterschied

$$P_r - A_v = \Delta P$$

(in diesem Sinne positiv) ist dann der Fehler, mit dem die Funkpeilung behaftet ist.

Eine Darstellung dieses Peilfehlers enthält Bild 26. Er setzt sich zusammen aus dem Kompaßfehler und dem Funkpeilfehler und beträgt im Mittel 4° für den Hinflug und 6° für den Rückflug, im Gesamtmittel also 5°. Eine Trennung der Teilfehler ließ die Versuchsanordnung nicht zu. Jedoch findet die Annahme, daß der Kompaßfehler am Gesamtfehler einen großen Anteil hat, im Hinblick auf Bild 24 eine große Stütze. Eine grundsätzliche Untersuchung über die Aufteilung des gesamten Peilfehlers ist zur Zeit im Gange.

### IV. Zusammenfassung.

Nach einer Uebersicht über die Entwicklung der Flugzeugeigenpeilung wird der neue Telefunken-Flugzeugbordpeiler (Muster spez. 173 N) eingehend beschrieben. Insbesondere wird eine vektorielle Darstellung des neuen Verfahrens für die Seitenbestimmung gebracht. Die Theorie und Aufnahme der Funkbeschickung für ein Junkersflugzeug, Baumuster F 13, wird behandelt. Sodann werden praktische Flugergebnisse mit diesem Peiler mitgeteilt. Der Verlauf der Minimumbreite in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Flugzeug und Funkbaken und der zeitliche Verlauf des Hilfsantennenbedarfs wird angegeben. Zwischen drei Arten von Zielflügen wird unterschieden:

1. Zielflug ohne Vorhaltewinkel gegen die Abdrift. Die durch Sichtortung ermittelte Flugkurve wird mit der berechneten verglichen. Für bestimmte Windverhältnisse wird der prozentuale Zeitverlust des Fluges ohne Vorhaltewinkel gegenüber dem Flug auf dem Großkreis in Abhängigkeit von der Windrichtung errechnet.
2. Zielflug zwischen zwei Sendern. Es werden die Vor- und Nachteile dieser Methode aus den Ergebnissen eines Fernfluges dargelegt.
3. Zielflug nach Kompaß und Funkpeiler. Der Flug wird nach dem Kompaß ausgeführt, die Abdrift durch Funkpeilung ermittelt und entsprechend berücksichtigt. Die tatsächliche Flugkurve wird durch Sichtortung ermittelt und der Gesamtpeilfehler (Kompaß- und Funkpeilfehler) berechnet und im Mittel mit 5° angegeben.

(Eingegangen am 25. Oktober 1928).

---

# Direktzeigendes funkentelegraphisches Peilverfahren.

Von Rudolf Hell*)

### Inhaltsübersicht.



Bezeichnungen:

$\mathfrak{E}$ Effektivwert des elektrischen Vektors des Peilfeldes.
$\mathfrak{e}_E\ i_A\ i_R$ hochfrequente Augenblickswerte.
$E_E\ J_A\ J_R$ hochfrequente Effektivwerte.
$\Phi\ \varphi$ hochfrequente Phasenwinkel.
$e_w\ i_w\ i_e$ niederfrequente Augenblickswerte.
$J_w\ J_e$ niederfrequente Effektivwerte.
$\xi$ niederfrequenter Phasenwinkel.
$J_{gl}$ gleichgerichteter Empfangsstrom.
$S$ Steilheit der Peilcharakteristik.
$\alpha$ Ausschlag des Richtungszeigers.
$\delta$ Winkel zwischen Peilstrahl und Rahmenfläche.
$\psi$ Winkel zwischen Peilstrahl und Flugzeuglängsachse.
$a\ b$ Antennenkonstanten.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung und die Untersuchung eines direktzeigenden funkentelegraphischen Peilverfahrens, das speziell den Anforderungen der Luftfahrt gerecht werden soll.

*) Dissertation der Technischen Hochschule München.

### A. Experimentelle Voruntersuchungen.

Bei den ersten orientierenden Voruntersuchungen wurden nach einem von Prof. Dr. Dieckmann angegebenen Verfahren zwei zu einander senkrecht stehende Rahmenantennen als Empfangssystem verwendet. Diese wurden periodisch wechselnd an

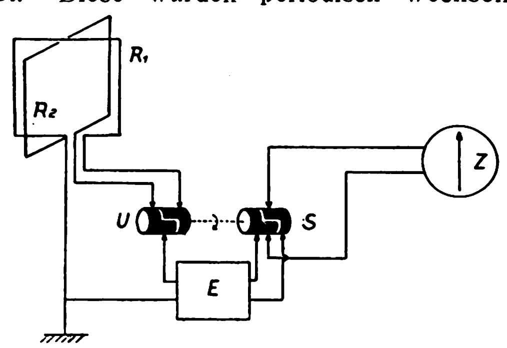



Bild 1.
Direktzeigende Peilanordnung mit zwei Empfangsrahmen, Galvanometer und mechanischem Umschalter.

einem gemeinsamen Empfänger und Gleichrichter angeschlossen. Im Ausgangskreis des Gleichrichters lag ein polarisierter Stromindikator, dessen Anschlußrichtung periodisch mit der Umschaltung der Rahmen geändert wurde.

In Bild 1 ist das Schaltschema gezeigt. Die Wicklungsanfänge der beiden Rahmenantennen $R_1$ und $R_2$ sind über zwei Schleiffedern zu den beiden Schaltsegmenten eines Umschalters $U$ geführt, der diese über eine dritte Schleiffeder abwechselnd mit dem Empfänger und Gleichrichter $E$ verbindet. Die Wicklungsenden beider Rahmen liegen direkt an dem geerdeten Pol des Empfängers. Die gleichgerichteten


Digitized by Google

Empfangsströme werden über den Stromwender $S$ mit periodisch wechselnder Richtung dem Galvanometer $Z$ zugeführt. Die Schaltsegmente des Stromwenders $S$ und des Umschalters $U$ liegen auf einer gemeinsamen Welle, die von einer beliebigen Kraftquelle angetrieben wird.

Das auf den Stromindikator ausgeübte Drehmoment ist verschieden gerichtet, wenn der Rahmen $R_1$ oder der Rahmen $R_2$ angeschlossen ist. Infolge der Systemdämpfung wird ein mittlerer Ausschlag $a$ angezeigt, der berechnet werden kann zu:

$$\text{const}\; a = b \cdot \mathfrak{E} \left\{ |\cos\delta| - |\cos(\delta + \varepsilon)| \right\} \qquad (1)$$

wenn $b$ eine Rahmenkonstante, $\mathfrak{E}$ die elektrische Feldstärke des Peilsenders, $\varepsilon$ den Winkel zwischen beiden Rahmen und $\delta$ den Winkel zwischen einem Rahmen und dem Peilstrahl bedeutet. Für $\cos\delta$ und $\cos(\delta + \varepsilon)$ sind in Gl. 1 nur die absoluten Werte einzusetzen, da die Vorzeichen nur die, in vorliegender Schaltordnung unwesentliche, gegenseitige Phasenzuordnung der in beiden Rahmen induzierten Spannungen anzeigen.

Die mit Gleichung 1 gegebene Peilcharakteristik weist vier Nullstellen auf. Es ist somit eine eindeutige Bestimmung der Peilrichtung nicht möglich, da keine Hilfsmittel zur Unterscheidung zweier um 180 Grad verschiedener Richtungen gegeben sind.

Die experimentelle Erprobung des Verfahrens zeigte bei der Peilung von Sendern in geringen Entfernungen (z. B. 0,5 KW-Sender in 12 km Entfernung) gute Resultate. Bei Peilungen über größere Entfernungen mit hochwertigen Empfangsanordnungen beeinflußten die Unterbrecherfunken am Stromwender den Empfänger, außerdem zeigten sich besonders bei längerer Betriebsdauer Störungen bei der mechanischen Umschaltung der kleinen hochfrequenten Spannungen.

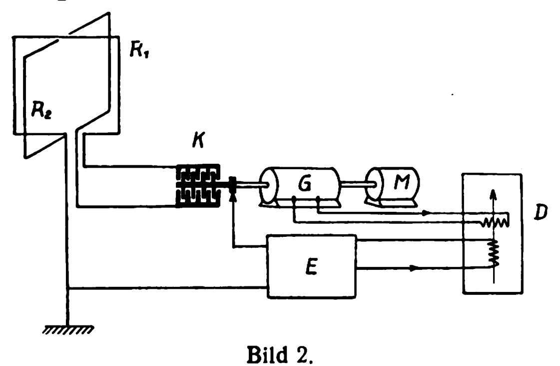



Bild 2.
**Peilanordnung mit kapazitiver Umschaltung der Rahmen bei Verwendung eines Dynamometers als Richtungsanzeiger.**

Es wurde deshalb eine neue Schaltung erprobt, die ohne mechanische Kontaktgebung arbeitete. Dabei wurde gemäß Bild 2 das Galvanometer durch ein Dynamometer $D$ ersetzt, dessen bewegliches System dauernd an dem Empfänger angeschlossen blieb, und dessen feste Wicklung von einem Wechselstromgenerator $G$ erregt wurde. Ein Kondensator $K$ mit zwei festen und einem beweglichen Plattensystemen schaltete beide Rahmen wechselnd an dem Empfänger. Ein Motor $M$ ließ den Kondensator $K$ und den zweipoligen Wechselstromgenerator $G$ mit etwa 2000 Umdr. / min. rotieren. Der Generator und der Kondensator ist so gekoppelt, daß der Hilfswechselstrom seinen maximalen Wert erreicht, wenn jeweils einer der beiden Rahmen an dem Empfänger angeschlossen ist.

Die Wirkungsweise dieser Anordnung ist ähnlich der in Bild 1 gezeigten, da die Richtung des auf das Dynamometersystem ausgeübten Drehmomentes verschieden ist, wenn der Rahmen $R_1$ oder $R_2$ angeschlossen ist.

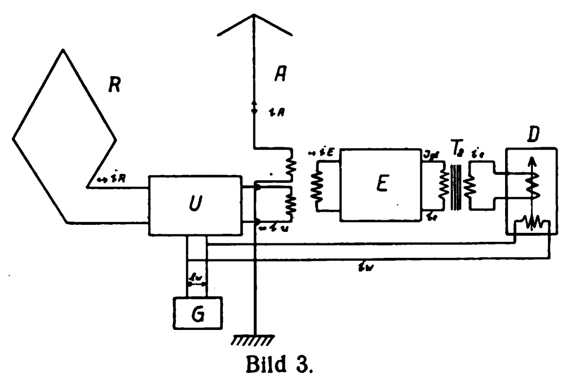



Bild 3.
**Grundsätzliche Anordnung der direktzeigenden Peilung mit Rahmen und Antenne als Empfangssystem.**

Mit einer derartigen Anordnung wurde der Münchener Rundfunksender (damals 0,5 KW) aus 45 km Entfernung im Zielflug angesteuert.

Auf Grund einiger technischer Unzulänglichkeiten im rotierenden Kondensator wurde zur Vermeidung

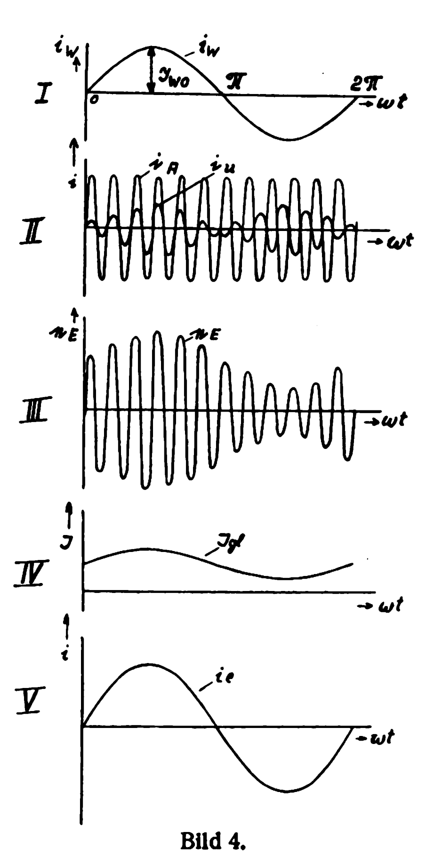



**Bild 4.**
**Strom- und Spannungsdiagramme der wichtigsten Stromkreise.**

jeglicher bewegter Teile der Weg, zwei Rahmen wechselnd an einem Empfänger anzuschließen, verlassen und die im folgenden Abschnitt behandelte Anordnung entwickelt.



## B. Arbeitsweise und Theorie des Peilverfahrens.

a) Grundsätzliche Anordnung.

Die für die direktzeigende Peilung nunmehr verwendete Schaltung zeigt Bild 3. Eine ungerichtete Antenne $A$ ist unmittelbar und eine Rahmenantenne $R$ ist mit periodisch wechselndem Richtungssinn über ein Röhrengerät $U$, das sogenannte „Umschaltgerät", mit dem gemeinsamen Empfänger $E$ gekoppelt. Den Richtungszeiger bildet das Dynamometer $D$, dessen bewegliches System über den Empfänger $E$ und den Transformator $T_2$ von den Empfangsströmen beeinflußt wird. Das ruhende System des Dynamometers wird von dem im Generator $G$ erzeugten niederfrequenten Wechselstrom $i_w$ gespeist, der gleichzeitig dem Umschaltgerät zur Auslösung der periodisch wechselnden Rahmenankopplung zugeführt wird.

Steht der Empfangsrahmen im Empfangsminimum, so erhält das Dynamometer im beweglichen System durch die stets gleichbleibende Empfangswirkung der ungerichteten Antenne keinen Wechselstrom zugeführt, es wird keinen Ausschlag zeigen. Wird der Rahmen aus dem Empfangsminimum gedreht, so wird der Empfang durch die periodisch wechselnde Ankopplung des Rahmens wechselnd gestärkt und geschwächt, so daß im Empfangsstrom eine Wechselstromkomponente enthalten ist, die am Dynamometer einen Ausschlag verursachen kann.

Die elektrischen Vorgänge in der gesamten Anordnung sind in den fünf Diagrammen des Bildes 4 dargestellt. Das Diagramm I zeigt den Verlauf der vom Generator $G$ erzeugten niederfrequenten Wechselspannung $i_w$. Das Diagramm II zeigt — mit stark vergrößerter Amplitude und Schwingungsdauer gegen Diagramm I — den Verlauf des im Antennenkreis fließenden hochfrequenten Stromes $i_A$. Gleichzeitig ist der Strom $i_U$ im Ausgangskreis des Umschaltgerätes eingezeichnet, der durch die in den Zeitpunkten $wt = o$ und $wt = \pi$ wechselnde Rahmenankopplung seine Amplituden und Phase periodisch ändert. Die Amplituden von $i_U$ erreichen ihre maximalen Werte bei $wt = \frac{\pi}{2}$ und $wt = \frac{3\pi}{2}$ und den Wert Null bei $wt = o$ und $wt = \pi$. Die Phase zwischen $i_U$ und $i_A$ ändert sich sprungweise um 180° in den Zeitpunkten $wt = o$ und $wt = \pi$. Dabei sind $i_U$ und $i_A$ phasengleich beziehungsweise um 180° phasenverschoben, wenn beide Antennenkreise auf die zu peilende Station abgestimmt sind.

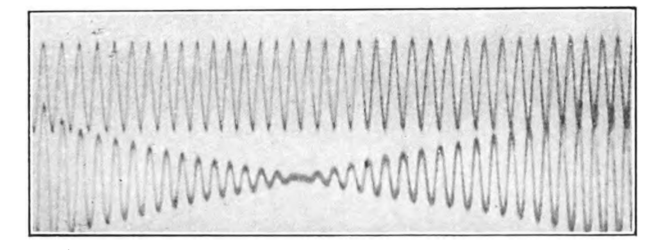


Bild 5.
Oszillographische Aufnahme der Ströme in beiden Wicklungen des Dynamometers.

Die Ströme $i_U$ und $i_A$ induzieren im Empfänger eine Spannung $e_E$ (Diagramm III), die der vektoriellen Summe aus $i_U$ und $i_A$ proportional ist. $e_E$ ist infolge der Amplituden und Phasenänderung von $i_U$ niederfrequent moduliert. Der gleichgerichtete Empfangsstrom $Jgl$ (Diagramm IV) wird ein Wellenstrom, dessen Wechselstromkomponente $i_e$ (Diagramm V) über den Transformator $T_2$ dem beweglichen System des Dynamometers $D$ zugeführt wird.

Die maximale Amplitude von $i_U$ und die Phase zwischen $i_U$ und $i_A$ ist von dem im Rahmenkreis fließenden Strom $i_R$ abhängig, und damit eine Funktion von der Lage des Peilrahmens im Empfangsfeld, die durch den Winkel $\delta$ zwischen Peilstrahl und seiner orthogonalen Projektion auf die Rahmenfläche gegeben ist. Bei konstantem Strom $i_w$ ist der Ausschlag $a$ des Richtungszeigers nur von $i_e$ abhängig, und damit Funktion von $\delta$.

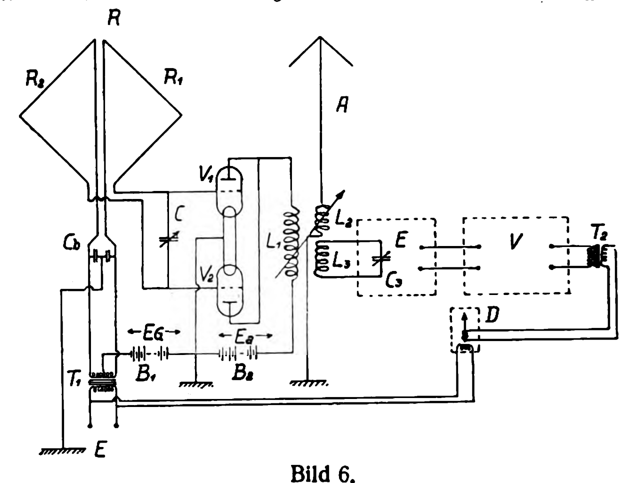



Bild 6.
Ausgeführte Schaltung des Umschaltgerätes.

Das in Bild 5 gezeigte Oszillogramm stellt die Stromverhältnisse in den beiden Systemen des Dynamometers abhängig vom Winkel $\delta$ dar. Bei der Aufnahme des Oszillogrammes wurde der Peilrahmen durch das Empfangsminimum gedreht. Die obere der beiden Kurven zeigt den Hilfswechselstrom $i_w$ (Bild 4 Diagr. I) und die untere Kurve die niederfrequente Empfangswechselstromkomponente $i_e$ (Bild 4 Diagr. V). Die Amplituden von $i_e$ nehmen nach dem Oszillogramm mit der Drehung des Peilrahmens ab, werden gleich Null und wachsen wieder. Beachtet man die Phasenzuordnung von $i_e$ und $i_w$, so erkennt man, daß beide Ströme in der linken Bildhälfte phasengleich und in der rechten Bildhälfte um 180° phasenverschoben sind. Der Ausschlag $a$ des Richtungszeigers mußte infolgedessen, wie auch während der Aufnahme beobachtet wurde, erst kleiner werden, dann zu Null werden und wieder in der entgegengesetzten Richtung zunehmen.

b) Schaltung und Wirkungsweise des Umschaltgerätes.

Das Bild 6 zeigt die ausgeführte Schaltung des Umschaltgerätes. Der Empfangsrahmen $R$ wurde in der Mitte über die Kondensatoren $C_b$ geerdet und damit in die beiden mit $R_1$ und $R_2$ bezeichneten Hälften geteilt. Die beiden Wicklungsenden des Rahmens sind zu dem Abstimmkondensator $C$ und zu den Gittern der beiden Verstärkerröhren $V_1$ und $V_2$ geführt. Die geerdeten Kathoden dieser Röhren sind über eine Gitterbatterie $B_1$ mit der Mitte der sekundären Wicklung eines Transformators $T_1$ verbunden,

Digitized by Google

dessen Wicklungsenden zu den mittleren Rahmenenden führen. Im gemeinsamen Anodenkreis der Röhren liegt die Koppelspule $L_1$ und die Batterie $B_2$. Die Spule $L_1$ induziert gemeinsam mit der Antennenspule $L_2$ auf den Empfangskreis $L_3$ $C_3$.

Die Schaltanordnung stellt in bezug auf den Gitterkreis eine Gegentaktschaltung dar, und zwar sowohl für die im Rahmenkreis fließende Hochfrequenz als auch für die dem Transformator zugeführte niederfrequente Spannung.

Die an beiden Gittern liegende negative Spannung der Batterie $B_1$ ist so zu wählen, daß kein Anodenstrom fließt, solange keine Wechselspannung vorhanden ist. Wird dem Transformator $T_1$ Wechselspannung zugeführt, so wird durch die Gegentaktschaltung entweder im Rohr $R_1$ oder im Rohr $R_2$ Anodenstrom fließen, es wird somit abwechselnd die in den Rahmenhälften $R_1$ bzw. $R_2$ induzierte hochfrequente Spannung verstärkt. Da diese Spannungen um 180° phasenverschoben sind, wird auch die hochfrequente Anodenstromkomponente $\mathfrak{i}_U$ in den beiden Halbperioden von $i_W$ um 180° phasenverschoben sein.

Die Amplituden von $\mathfrak{i}_U$ sind durch die Steilheit der Röhrencharakteristik an den momentanen Arbeitspunkten gegeben. Diese ist durch die Krümmung der Charakteristik am unteren Knick sehr klein und nimmt zu, je mehr der Arbeitspunkt in den geraden Teil der Charakteristik rückt. Während Verstärkeranordnungen meist nur im geradlinigen Teil der Charakteristik arbeiten, wird bei vorliegender Schaltanordnung der untere Knick mit veränderlicher Steilheit zur Erzielung einer wünschenswerten stetigen Zunahme der Amplituden von $\mathfrak{i}_U$ ausgenützt.

Die den Gittern der Röhren zugeführten hochfrequenten Spannungen bleiben stets klein gegen die niederfrequente Spannung $e_W$, deren Amplituden den mittleren Arbeitspunkt innerhalb einer Periode der Hochfrequenz bis zum geradlinigen Teil der Charakteristik verschieben. Infolgedessen wird der Verlauf der hochfrequenten Ströme angenähert den im Bild 4 angenommenen Werten entsprechen. Auf eine quantitive Ableitung wird in dieser gekürzten Arbeit verzichtet, da die quantitiven Verhältnisse von der Charakteristik der verwendeten Röhren in hohem Maße abhängig sind.

c) Ableitung der Peilcharakteristik.

Der Strom $\mathfrak{i}_A$ in der Linearantenne und die hochfrequente Anodenstromkomponente $\mathfrak{i}_U$ in der Koppelspule $L_1$ (Bild 3) induzieren im Empfangskreis eine Spannung $\mathfrak{e}_E$, die der vektoriellen Summe von $\mathfrak{i}_A$ und $\mathfrak{i}_U$ proportional ist.

$$\text{const}\, \mathfrak{e}_E = \mathfrak{i}_A + \mathfrak{i}_U \tag{2}$$

Die durch die Kopplungskoeffizienten auftretenden Konstanten werden unter const. zusammengefaßt, da auch weiterhin nur die qualitativen Vorgänge betrachtet werden sollen.

Bei linearer Charakteristik des Gleichrichters ist der gleichgerichtete Empfangsstrom $J gl$

$$\text{const}\, J gl = E_E \tag{3}$$

Der Effektivwert der vektoriellen Summe aus $\mathfrak{i}_A$ und $\mathfrak{i}_U$ kann bei einem Phasenwinkel $\Phi$ nach dem Cosinussatz dargestellt werden durch:

$$\text{const}\, J gl = \sqrt{J_A^2 + J_U^2 - 2 J_A J_U \cos(180° - \Phi)} \tag{4}$$

Der Effektivwert $J_U$ von $\mathfrak{i}_U$ ändert sich infolge der veränderlichen Röhrensteilheit periodisch mit $wt$. Der Phasenwinkel $\Phi$ ändert sich sprungweise von

$$\Phi = \varphi \text{ im Bereiche } o < wt < \pi$$

zu

$$\Phi = \varphi + 180 \text{ im Bereiche } \pi < wt < 2\pi \tag{5}$$

Die Stärke des gleichgerichteten Empfangsstromes $J gl$ ändert sich daher periodisch mit $wt$, der Strom $J gl$ stellt einen Wellenstrom dar. Der Hauptwert $J_1$ von $J gl$ beträgt bei $wt = \frac{\pi}{2}$

$$\text{const}\, J_1 = \sqrt{J_A^2 + J_U^2 + 2 J_A J_U \cos\varphi} \tag{6}$$

und der Hauptwert $J_2$ bei $wt = \frac{3\pi}{2}$ beträgt

$$\text{const}\, J_2 = \sqrt{J_A^2 + J_U^2 - 2 J_A J_U \cos\varphi} \tag{7}$$

Bei $wt = o$, $wt = \pi$ ist $J_U = o$ und $J gl = J o$

$$\text{const}\, J_0 = J_A \tag{8}$$

Der Uebergang von $J_1$ zu $J_2$ ist dabei kontinuierlich.

Ist die ungerichtete Antenne und die Rahmenantenne auf die Welle des zu peilenden Senders abgestimmt, so wird $\cos\varphi = 1$ und

$$J_1 - J_0 = J_0 - J_2 \tag{9}$$

Für die weiteren Betrachtungen wird der Effektivwert $Je$ der Wechselstromkomponente $i_e$ von $J gl$ angenommen zu:

$$J_e = \frac{J_2 - J_1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{10}$$

Die Wechselstromkomponente $i_e$ beeinflußt, unter Umständen erst nach weiterer Verstärkung, über den Transformator $T_2$ (Bild 6) das bewegliche System des Dynamometers.

Wirken auf ein Dynamometer zwei Wechselströme gleicher Frequenz, so ist der auftretende Ausschlag $a$ des Instrumentes, unter Annahme von Proportionalität zwischen den erregenden Strömen $i_w$, $i_e$ und den erzeugten Flüssen:

$$C\, a = J_e J_w \cos\xi \tag{11}$$

$\xi$ ist dabei der Phasenwinkel zwischen beiden Wechselströmen und wird im folgenden gleich 0° gesetzt, da jede durch die zweimalige Transformierung und Verstärkung der Wechselströme auftretende Phasenverschiebung durch zusätzliche Kapazitäten oder Induktivitäten ausgeglichen werden kann.

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (6), (7), (10) und (11) wird

$$\text{const}\, a = \sqrt{J_A^2 + J_U^2 + 2 J_A J_U \cos\varphi} - \sqrt{J_A^2 + J_U^2 - 2 J_A J_U \cos\varphi} \tag{12}$$

wenn $J_w$ konstant bleibt.

Setzt man

$$J_A = a\,\mathfrak{E}, \tag{13}$$

wobei $a$ eine durch die Dimensionierung des Antennenkreises gegebene Konstante und $\mathfrak{E}$ der Effektivwert des elektrischen Feldvektors des Peil-


Digitized by Google

feldes ist, und entsprechend

$$J_U = b\,\mathfrak{E}\cos\delta, \tag{14}$$

wenn $b$ das Produkt aus Rahmenkonstante und Verstärkungsfaktor des Umschaltgerätes, und $\delta$ den Winkel zwischen Peilstrahl und seiner orthogonalen Projektion auf die Rahmenfläche darstellt, so läßt sich aus Gleichung (12) die Peilcharakteristik, die $a$ als Funktion von $\delta$ enthält, entwickeln zu:

$$\text{const}\,a = \mathfrak{E}\{\sqrt{a^2 + b^2\cos\delta + 2\,a\,b\cos\delta\cos\varphi} - \sqrt{a^2 + b^2\cos\delta - 2\,a\,b\cos\delta\cos\varphi}\}. \tag{15}$$

d) Diskussion der Charakteristik.

Die Gleichung (15) stellt eine Kurvenschar dar, wobei der Winkel $\delta$ die Veränderliche und der Phasenwinkel $\varphi$ Parameter ist. Bei $\delta = 90^\circ$ wird $a = 0^\circ$, d. h. der Richtungsanzeiger zeigt keinen Ausschlag, wenn die Fläche des Peilrahmens senkrecht zum Peilstrahl gerichtet ist, wenn der Peilrahmen im Empfangsminimum steht.

Ist $270 < \delta < 90$, so wird $a$ positiv, ist $90 < \delta < 270$, so wird $a$ negativ. Dabei entsteht, wie die Ableitung der Gleichung (15) zeigt, ein Maximum bei $\delta = 0^\circ$ und ein Minimum bei $\delta = 180$.

Wird der Rahmen aus dem Empfangsminimum gedreht, so schlägt der Richtungsanzeiger nach der positiven oder nach der negativen Richtung aus, wenn der Rahmen in verschiedener Richtung aus dem Minimum gedreht wird. Maximaler Ausschlag tritt auf, wenn der Peilstrahl in Richtung der Rahmenebene liegt, wenn der Rahmen im Empfangsmaximum steht.

$a$ ist außer von $\delta$ auch von $\varphi$ abhängig. Wird der Phasenwinkel $\varphi$ durch Verstimmen des Rahmens von $0^\circ$ bis $180^\circ$ geändert, so ändert sich nach Gleichung (15) auch die Größe des Ausschlages, doch bleibt dessen Richtung unverändert.

Bei $\cos\varphi = 1$ vereinfacht sich die Gleichung (15) zu

$$\text{const}\,a = \mathfrak{E}\{\sqrt{(a + b\cos\delta)^2} - \sqrt{(a - b\cos\delta)^2}\} \tag{16}$$

es tritt maximaler Ausschlag auf. Die richtige Abstimmung der Rahmenantenne kann daher aus der Anzeige des Richtungszeigers erkannt werden.

Bei $a > b$ wird

$$\text{const}\,a = \mathfrak{E}\,b\cos\delta \tag{17}$$

Wenn die von der Antenne im Empfänger induzierte Leistung größer ist als die im Umschaltgerät verstärkte Leistung der Rahmenantenne, wird der Ausschlag des Richtungszeigers unabhängig von der Dimensionierung der ungerichteten Antenne und direkt proportional dem Cosinus des Winkels zwischen Peilstrahl und Rahmenfläche.

Bei $a < b$ vereinfacht sich die Gleichung (16) für $\cos\delta < \frac{a}{b}$ zu

$$\text{const}\,a = \mathfrak{E}\,b\cos\delta \tag{18}$$

und für $\cos\delta > \frac{a}{b}$ zu

$$\text{const}\,a = \mathfrak{E}\,a, \tag{19}$$

das heißt: Wird von der ungerichteten Antenne weniger Leistung im Empfangsgerät induziert, als von dem im Empfangsmaximum befindlichen Rahmen, so wird bei Drehung des Rahmens aus dem Minimum der Ausschlag des Richtungszeigers zunehmen und maximalen Wert schon erreichen, bevor der Rahmen im Empfangsmaximum steht. Bei weiterer Drehung des Rahmens gegen das Empfangsmaximum wird dieser Ausschlag beibehalten.

Bei der Dimensionierung der Geräte ist eine wünschenswerte Forderung: $a > b$. Durch entsprechende Dimensionierung der Antennen oder der Kopplungen ist diese Forderung leicht zu erfüllen.

Nach Gleichung (15) ist $a$ direkt proportional $\mathfrak{E}$, es ist der Ausschlag des Richtungszeigers eine Funktion der am Empfangsort herrschenden Feldstärke des Peilsenders und damit u. a. eine Funktion der Senderstärke und Senderentfernung. Es ist eine unmittelbare Eichung des Richtungszeigers in Graden des Rahmendrehwinkels nicht möglich. Sollte aus dem Ausschlag unmittelbar die Senderrichtung erkannt werden, so müßte, außer den Apparatkonstanten, die Feldstärke am Empfangsort bekannt sein. Das Peilen ist daher auf eine Nullmethode zu beschränken, es ist der Peilrahmen so lange zu drehen, bis der Richtungszeiger keinen Ausschlag zeigt, wobei dann aus der Rahmenrichtung die Richtung des Senders zu erkennen ist.

Definiert man als Peilschärfe den Ausschlag des Richtungszeigers bei einem Grad Drehung des Peilrahmens aus dem Empfangsminimum, so ist diese gleich der Steilheit $S$ der Peilcharakteristik im Punkte $a = 0^\circ$. Nach Gleichung (15) ist $S$ bei $\cos\varphi = 1$:

$$\text{const}\,S = -b\,\mathfrak{E} \tag{20}$$

Die Peilschärfe ist somit durch die Feldstärke am Empfangsort und durch die Apparatkonstanten gegeben.

Betrachtet man für technische Zwecke etwa eine Peilschärfe von 0,1 Skt./Grad als minimal zulässigen Wert, so ist auch die Reichweite der Peilung gegeben, wenn die Apparatkonstanten experimentell ermittelt werden und — bei Annahme eines Abnahmegesetzes für die Wellenausbreitung — die Stärke des Peilsenders bekannt ist.

Bei Peilungen im Flugzeug, etwa bei Zielflügen, wird die Peilschärfe besonders in Nähe des Senders rasch zunehmen und unter Umständen so groß werden, daß eine stetige Korrektur des Flugkurses nach den Angaben des Richtungszeigers nicht mehr möglich ist. In diesem Falle kann durch entsprechende Nebenschlüsse zum Richtungszeiger oder zum Verstärker die Peilschärfe in zweckmäßigen Grenzen gehalten werden.

Das hauptsächlichste Anwendungsgebiet dieses Peilverfahrens liegt in der Durchführung von Zielflügen.

Bei Flügen gegen den Sender ist $\delta = 90^\circ$ und $a = 0^\circ$. Bei einer Abweichung der Flugrichtung gegen die Senderrichtung um $\psi$ Grad nach einer Seite, z. B. vom Flugzeugführer gesehen im Uhrzeigersinn sei

$$\delta = 90 + \psi \tag{21}$$

somit nach Gleichung (17)

$$\text{const}\,a = -\mathfrak{E}\sin\psi \tag{22}$$

Digitized by Google

das heißt, der Zeigerausschlag ist nach links (negativ) gerichtet.

Bei Abweichung des Flugzeuges um $\psi$ Grad nach der anderen Seite, also entgegen dem Uhrzeigersinn, ist dann

$$\delta = 90° - \psi \tag{23}$$

somit

$$\text{const}\,\alpha = \mathfrak{E} \sin \psi, \tag{24}$$

der Zeigerausschlag ist nach rechts gerichtet. Weicht die Flugrichtung von der Senderrichtung ab, so läßt

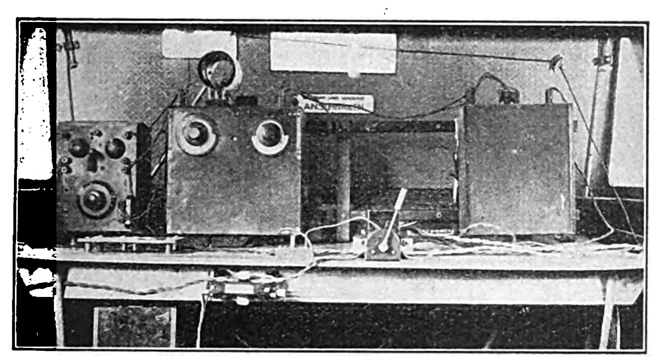


**Bild 7.**
**Einbau der ersten Versuchsgeräte in ein Flugzeug.**

sich aus der Richtung des Ausschlages am Richtungszeiger der Richtungssinn der Abweichung des Flugkurses von der Senderrichtung erkennen.

Durch einmaligen richtigen Anschluß der Geräte wird entsprechend der obigen Annahme festgelegt, daß bei voraus liegendem Sender der Zeiger nach

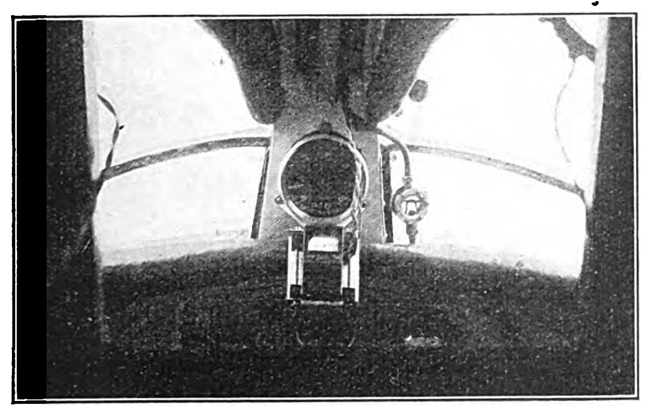


**Bild 8.**
**Richtungsanzeiger am Armaturenbrett des Flugzeuges.**

links ausschlägt, wenn der Sender links von der Flugrichtung liegt. Der Pilot muß daher Backbord fliegen, um wieder in die Senderrichtung zu kommen. Dabei wird der Zeigerausschlag immer kleiner und endlich zu Null, wenn die Flugrichtung mit der Senderrichtung übereinstimmt. Wenn der Richtungszeiger nach rechts ausschlägt, gilt entsprechend: Steuerbord fliegen, um zum Sender zu kommen.

Liegt der Sender links vom Flugzeug und gleichzeitig achtern, d. h. $90 < \psi < 180°$, so wird nach Gleichung (22) $\alpha$ negativ, der Zeiger schlägt links aus. Um wieder in Richtung gegen den Sender zu kommen, muß der Pilot backbord fliegen. Dabei zeigt sich, daß der Ausschlag erst größer wird, bis der Sender genau seitlich von der Flugrichtung liegt ($\psi = 90°$) und bei weiterer Drehung der Maschine kleiner wird, bis bei Nullausschlag der Sender in der Flugrichtung liegt. Daraus geht hervor, daß eine Seitenbestimmung bei Zielflügen nicht notwendig ist. Es genügt die Flugregel: Schlägt der Zeiger des Instrumentes nach links aus, so ist backbord zu fliegen, und schlägt er nach rechts aus, so ist Steuerbord zu fliegen, und zwar stets so lange, bis der Zeiger wieder Null zeigt.

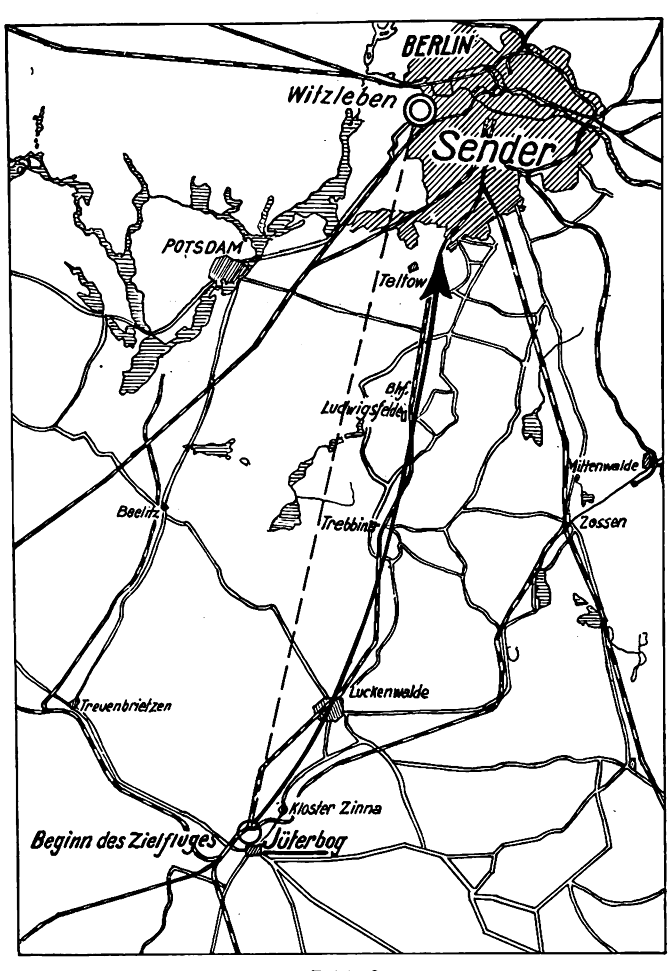



**Bild 9.**
**Skizze des am 8. V. 27 überflogenen Gebietes.**

## C. Erprobung der Geräte.

### a) Flugversuche.

Zur Erprobung der Geräte im praktischen Flugbetrieb wurden von Juni bis August 1927 in der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Berlin-Adlershof, mehrere Versuche durchgeführt. Den Einbau der laboratoriumsmäßigen Geräte in eine Junkers-Maschine F 13 zeigt Bild 7. Auf der Tischfläche steht das Umschaltgerät, der Empfänger und Verstärker. Unter dem Tisch ist ein Röhrengenerator zur Erzeugung der Hilfswechselspannung angeordnet. Ein Richtungszeiger war in der Kabine angeordnet und ein zweiter, in Bild 8 gezeigter Richtungszeiger hing vor dem Flugzeugführer.

Die Rahmenantenne bestand aus zwei blanken Drähten, die, vom oberen Ende des Staurohres ausgehend, gegen die Tragflächenenden gespannt waren, und, gegen diese isoliert, ins Innere der Tragflächen

Digitized by Google

zurückführten. Die Zuleitungen vom Rahmen zum Empfänger waren in mit dem Flugzeugkörper leitend verbundenen Metallschläuchen geführt.

Die ungerichtete Antenne bestand aus einer Schleppantenne üblicher Art von etwa 14 m Länge.

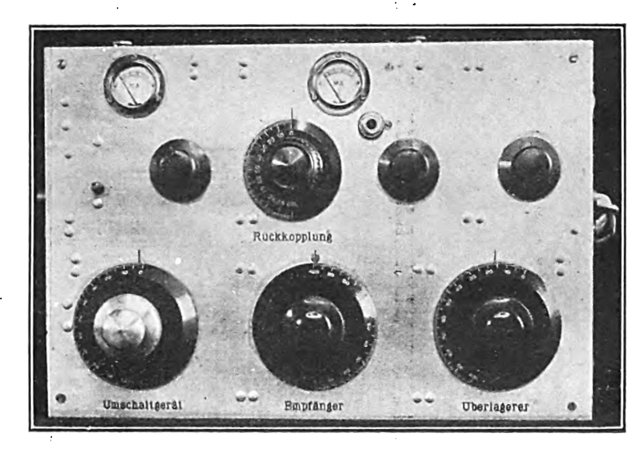



**Bild 10.**
**Vollständiges Peilempfangsgerät.**

Bei den Versuchen wurde sowohl die Peilcharakteristik bei am Boden stehendem Flugzeug, als auch im Fluge aufgenommen. Der Hauptwert wurde auf die Durchführung von Zielflügen gelegt, wobei der Flugzeugführer seinen Kurs lediglich nach den Angaben des Richtungszeigers einstellte. Der überflogene

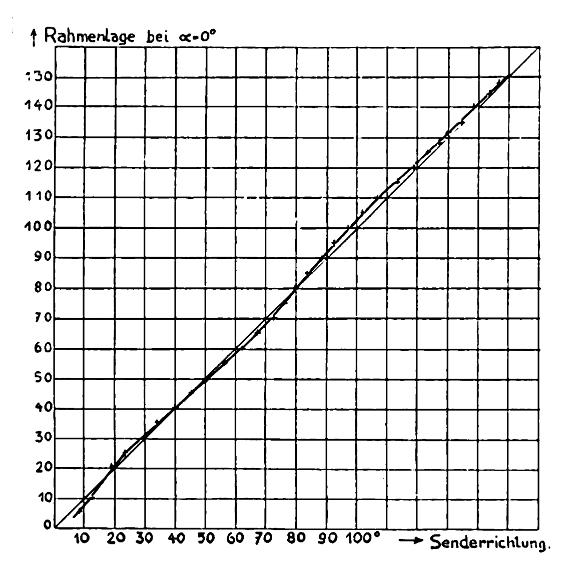


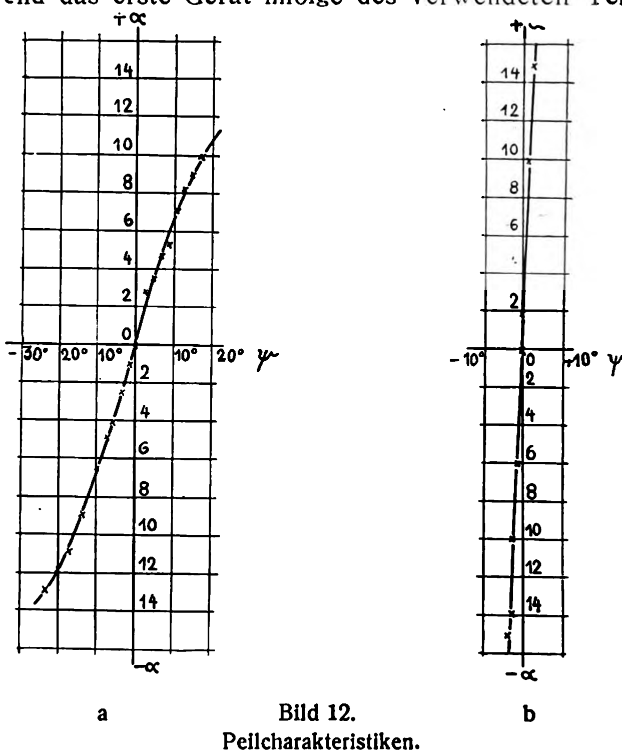

**Bild 11.**
**Die Lage des Empfangsrahmens als Funktion der Senderrichtung bei Nullausschlag des Dynamometers.**

Weg wurde durch Beobachter in eine Karte eingetragen. In Bild 9 ist die am 28. 7. 27 überflogene Wegstrecke durch einen Pfeil gekennzeichnet. Die Abweichungen der Flugstrecke von der kürzesten Verbindungsstrecke zwischen Ausgangspunkt des Fluges und Peilsender (Rundfunksender Berlin-Witzleben) lassen sich bei Berücksichtigung der Windabtrift hinreichend erklären. Durch Vergleich der Flugzeugrichtung mit der Bahnstrecke Trebbin—Berlin konnte wiederholt Uebereinstimmung zwischen Flugzeuglage und Senderrichtung festgestellt werden.

Diese Flüge zeigten, daß die Lenkung eines Flugzeuges nach den Angaben des Richtungszeigers ohne besondere Mehrbelastung des Flugzeugführers durchführbar ist. Eine Peilschärfe von etwa ½ Sklt./Grad erwies sich am günstigsten, um auch noch bei unruhigem Wetter das Flugzeug dauernd nach den Angaben des Richtungszeigers steuern zu können. Die Einregulierung der Peilschärfe auf diesen Wert war ohne weiteres möglich und erlaubte die Durchführung der Zielflüge bis in die nächste Sendernähe.

### b) Laboratoriumsversuche.

Im Verlaufe weiterer, teilweise nach den Flugversuchen liegenden Untersuchungen wurde besonders eine Erhöhung der Peilreichweite angestrebt. Während das erste Gerät infolge des verwendeten Tele-




a **Bild 12.** b
**Peilcharakteristiken.**

phonieempfängers die Peilung des Rundfunksenders Berlin bis in etwa 80 km Entfernung mit hinreichender Peilschärfe ermöglichte, konnte diese durch Verwendung von Ueberlagerungsempfang wesentlich gesteigert werden. Es ist mit dem in Bild 10 gezeigten Gerät möglich, den Deutschlandsender Königswusterhausen in München mit einer Rahmenantenne von 1 m² Fläche bei einem maximalen Ausschlag des Richtungszeigers von 20 Skalenteilen zu peilen. Die Entfernung Königswusterhausen — München beträgt ca. 500 km. Im allgemeinen kann mit genügender Genauigkeit gepeilt werden, solange Telegraphieempfang mit mittlerer Lautstärke möglich ist.

Mit einer ortsfesten Peilanlage in Riederau am Ammersee wurde ein Bootssender mit etwa 1 Watt Antennenleistung angepeilt. Das Boot beschrieb in ca. 1 km Entfernung von der Peilstation einen Halbkreis um diese. Bild 11 zeigt die Peilergebnisse. Auf der Abszisse sind die mit einem Theodoliten beobachteten Winkel zwischen einer Standlinie und der Bootsrichtung und auf der Ordinate die Winkel zwischen der Standlinie und der Senkrechten zur Rah-

Digitized by Google

menfläche aufgetragen, wobei der Rahmen stets bis zum Nullausschlag des Dynamometers gedreht wurde. Die Abweichungen der Meßpunkte von den unter 45 Grad eingetragenen Linien ergaben die Funkbeschickung der Anlage.

Die Kurven des Bildes 12 zeigen die mit der gleichen Anlage aufgenommenen Peilcharakteristiken. Bei deren Aufnahme wurde bei ruhender Senderstelle der Peilrahmen gedreht und der Ausschlag des Richtungszeigers abhängig von der Lage des Peilrahmens eingetragen. Die Entfernung zwischen der Sende- und Empfangsstelle betrug bei Aufnahme der Kurve 12a ca. 1000 m und bei Kurve 12b ca. 700 m. Die Peilschärfe ist 0,8 bzw. 7 Skt./Grad.

**Zusammenfassung.**

Es wurden Versuche zur direktzeigenden Peilung mit zwei gekreuzten Rahmenantennen als Empfangssystem durchgeführt. Die Rahmen wurden mit einem mechanischen Umschalter bzw. mit einem rotierenden Kondensator wechselnd an einem gemeinsamen Empfänger angeschlossen. Als Richtungszeiger diente ein Galvanometer oder ein Dynamometer.

Auf Grund der Versuchsergebnisse wurde ein neues Verfahren entwickelt, welches als Empfangssystem die Kombination aus einer Rahmenantenne und einer ungerichteten Antenne verwendet. Der Anordnung wird eine niederfrequente Wechselspannung zugeführt, die die Verwendung eines Dynamometers als Richtungszeiger ermöglicht. Durch eine Röhrenanordnung, dem „Umschaltgerät“, wird der Rahmen mit periodisch wechselndem Richtungssinn mit der ungerichteten Antenne und dem Empfänger gekoppelt. Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen zeigen, daß der Ausschlag des Richtungszeigers angenähert proportional dem Cosinus des Winkels zwischen Peilstrahl und Rahmenfläche und von der Feldstärke am Empfangsort und den Apparatkonstanten abhängig ist. Die Meßmethode wird zweckmäßigerweise auf eine Nullmethode beschränkt.

Die Ergebnisse der durchgeführten Laboratoriumsversuche und Zielflüge zeigen die praktische Brauchbarkeit des Verfahrens.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. M. Dieckmann für zahlreiche Anregungen bei der Durchführung der Arbeit, sowie für die Herstellung der Versuchsgeräte in der Werkstätte der Drahtlostelegraphischen und Luftelektrischen Versuchsstation in Gräfelfing zu danken.

Gleichzeitig möchte ich Herrn Prof. Dr. Faßbender, Berlin, für die gewährte Unterstützung bei der Durchführung der Flugversuche danken.

(Eingegangen am 13. November 1928.)

# Mitteilungen aus der Praxis.

# Neue Glimmlichtgleichrichter.

Von **Karl Teucke**, Berlin-Schöneberg.

Mitteilung aus dem Laboratorium der Firma Dr. Georg Seibt, Berlin.

Hand in Hand mit der Entwicklung der Netzanschlußempfänger, Ladeeinrichtungen usw. geht die Entwicklung der Gleichrichterröhren, durch welche der dem Netz entnommene Wechselstrom in Gleichstrom verwandelt wird. Für diese Zwecke wurden bisher zumeist Röhren mit unselbständiger Entladung verwendet. Ihre Wirkungsweise ist an sich zufriedenstellend. Indessen haben sie den Nachteil, daß durch sie die Herstellung des betreffenden Gerätes verteuert wird, und zwar dadurch, daß es zur Heizung der Glühkathode des Gleichrichters erforderlich ist, eine besondere Heizwicklung auf der Sekundärseite des an das Kraftnetz angeschlossenen Transformators anzubringen. Von dieser Erkenntnis ausgehend ist es an sich ratsam, den Glühkathodengleichrichter durch eine Röhre mit selbständiger Entladung, eine Glimmröhre, zu ersetzen. Die Kompliziertheit des Glimmentladungsvorganges sowie die Unsicherheit in der Konstanthaltung der Röhrendaten, insbesondere des Vakuums, haben jedoch zumeist einen einwandfreien Betrieb verhindert.

In dem Laboratorium der Firma Dr. Georg Seibt ist nun von Dr. Seibt, unter Mitarbeit von Dipl.-Ing. Salomon, eine Glimmgleichrichterröhre entwickelt worden, die sich seit ihrer Einführung in die Praxis aufs beste bewährt hat, und die im folgenden in ihrem Grundprinzip und in ihrer Konstruktion beschrieben wird.

Der unter der Bezeichnung: „Anotron“ bekannten Seibt'schen Glimmgleichrichterröhre liegen zur Erzielung des eigentlichen Gleichrichtereffekts im wesentlichen zwei Erscheinungen zu grunde: Das ist einerseits die Tatsache, daß die Stromstärke einer selbständigen Entladung bei gegebener Entladungsspannung der Oberfläche der Kathode proportional ist, und andererseits die Verschiedenheit des Kathodenfalls bei verschiedenen Elektrodenmaterialien. Die Größe der Kathodenoberfläche bestimmt somit die Stromstärke der in der gewünschten Richtung stattfindenden Entladung, während von dem Kathodenmaterial im wesentlichen die Mindestbrennspannung abhängig ist, bei der eine Entladung stattfinden kann. Die Mindestbrennspannung ist außerdem noch vom Anodenfall und von dem Spannungsverlust in der Gasstrecke abhängig. Insgesamt stellt sie die Summe: Kathodenfall + Anodenfall + Spannungsverlust in der Gasstrecke dar. Die beiden letzteren Größen treten jedoch zahlenmäßig hinter dem Kathodenfall erheblich zurück, so daß es vorwiegend nur auf die Herabsetzung des Kathodenfalls ankommt. Die folgende Tabelle zeigt


Digitized by Google

den normalen Kathodenfall an verschiedenen Metallen, festgestellt an einer Röhre mit Argonfüllung:

**Tabelle 1:**

| Metall | Kathodenfall | Metall | Kathodenfall |
|---|---|---|---|
| Caesium | 59 V | Zink | 145 V |
| Kalium | 64 „ | Kadmium | 145 „ |
| Natrium | 71 „ | Eisen | 163 „ |
| Barium | 93 „ | Kupfer | 170 „ |
| Magnesium | 120 „ | Gold | 170 „ |
| Aluminium | 140 „ | Platin | 170 „ |

Die Alkalimetalle weisen somit den niedrigsten Kathodenfall auf.

Der Anodenfall ist für gewöhnlich unabhängig vom Material der Anode und besitzt die Größe der Ionisierungsspannung des Gases, in welchem die Entladung stattfindet. Die Zahlenwerte dieser Spannung sind für einige Gasarten in der folgenden Tabelle verzeichnet:

**Tabelle 2:**

| Gas | Ionisierungsspannung | Gas | Ionisierungsspannung |
|---|---|---|---|
| Quecksilber | 10,4 V | Wasserstoff | 13,6 V |
| Argon | 15,1 „ | Sauerstoff | 15,5 „ |
| Neon | 21,4 „ | Stickstoff | 16,9 „ |

Der Spannungsabfall in der Gasstrecke kann ebenfalls, bei geeignet gewählter Konstruktion des Elektrodensystems auf einen sehr geringen Wert — ca. 10 Volt und noch weniger — herabgedrückt werden. — Aus den angegebenen Werten ergibt sich somit beispielsweise bei Verwendung einer Natriumkathode, bei Argonfüllung und bei einem Spannungsverlust von 10 Volt in der Gasstrecke eine Mindestbrennspannung von: 71 + 15,1 + 10 Volt, also von insgesamt etwa 96 Volt in der Richtung Anode—Kathode. In der Richtung Kathode—Anode ist diese Mindestbrennspannung, z. B. bei Verwendung einer Anode aus Kupfer, etwa 100 Volt höher. Außerdem ist in diesem Falle der übergehende Glimmstrom infolge der sehr geringen Anodenoberfläche verschwindend klein. Allerdings wird die Gleichrichterwirkung, die in dem Unterschied zwischen den Mindestbrennspannungen und den beiden verschiedenen Richtungen liegt, dadurch etwas herabgesetzt, daß sich im praktischen Betriebe in Reihe mit der Entladungsstrecke ein Verbraucherwiderstand befindet. Dieser bewirkt, daß bei schwachem Strome, also beim Fließen in der Richtung Kathode—Anode, eine höhere Spannung an den Elektroden des Gleichrichters liegt, als bei starkem Strome, also beim Fließen in der gewünschten Richtung Anode—Kathode. Infolgedessen wird die Mindestbrennspannung in der ungewünschten Richtung etwas rascher erreicht, als man im Hinblick auf den Unterschied der Kathodenfälle in den beiden verschiedenen Richtungen annehmen müßte. Die dadurch entstehende Vergrößerung des Stromes in Richtung Kathode—Anode ist indessen infolge der an sich sehr geringen Größe dieses Stromes so gering, daß sie im praktischen Betriebe keine Beeinträchtigung des Wirkungsgrades der Röhre zur Folge hat.

Einen Vergleich zwischen den Stromstärken in den beiden entgegengesetzten Richtungen der Röhre bieten die Kurven I bzw. II der Bilder 1a bzw. 1b. Kurve I stellt die Stromspannungsabhängigkeit in der gewünschten Richtung Anode—Kathode dar und zeigt, daß die bei etwa 100 Volt liegende Entladungsspannung bei Stromstärken von 0—90 Milliampère praktisch genügend konstant ist. In der entgegengesetzten Richtung Kathode—Anode sind, gemäß Kurve II, die Entladungsströme äußerst gering und setzen außerdem erst bei einer Spannung ein, die bald 200 Volt beträgt. Bei einer Elektrodenspannung von 300 Volt beträgt der Entladungsstrom erst 3 Milliampère. Der Kathodenfall ist bei derartigen Spannungen in diesem Falle nicht mehr normal.

Für die Herstellung der Gleichrichterröhre ist es selbstverständlich nicht notwendig, die ganze Kathode zur Erzielung eines geringen Kathodenfalls aus einem Alkali- oder Erdalkalimetall herzustellen. Es genügt

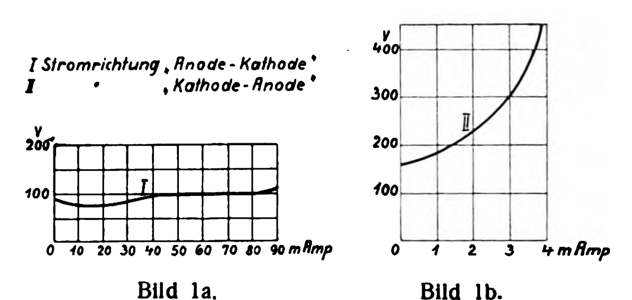
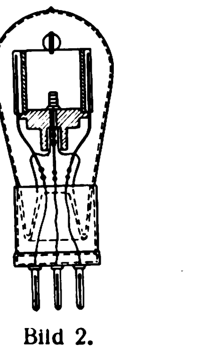
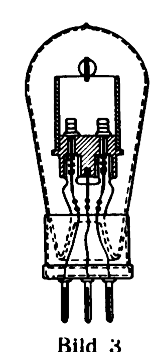



Bild 1a. Bild 1b.
**Gleichrichtwirkung durch Unterschiede der Oberflächengröße der Elektronen.**

vielmehr, nur für die Oberfläche der Kathode ein derartiges Metall zu nehmen, während deren Kernteil aus irgendeinem anderen Metall besteht, das fabrikatorisch leicht bearbeitbar und nicht teuer ist, dessen Kathodenfall dagegen beliebig hoch sein kann. So eignet sich für den Kernteil der Kathode am besten Eisen, das zur Getterung mit Caesium, Kalcium, Natrium, Barium oder Magnesium bedeckt wird. Eisen gehört zu den Stoffen, an denen das Gettermaterial


Bild 2.


Bild 3.
**Amerikanisches Doppelweg-Gleichrichterrohr**

besonders gut haftet. Allerdings setzt sich das Gettermaterial außer auf der Kathodenoberfläche auch auf der Anode ab. Da diese jedoch infolge ihrer geringen Ausdehnung eine relativ starke Strom- und Spannungsbelastung aufweist, so wird während des Betriebes das Gettermaterial auf ihr immer von neuem verdampft, so daß praktisch nur die Getterung der Kathodenfläche wirksam bleibt.

Die Konstruktion des Elektrodensystems von Glimmgleichrichtern weist im wesentlichen eine topfförmige Kathode auf, in deren Inneres die stiftförmige — bzw. bei Doppelweggleichrichtern beide Anoden — ragt. Die Topfform der Anode bietet einerseits eine große Kathodenoberfläche und gibt andererseits die

Digitized by Google

Gewähr für eine gleichmäßige Beteiligung der ganzen Oberfläche am Entladungsvorgang. Das Bild 2 zeigt im Schnitt ein derartiges System für Einweggleichrichtung, Bild 3 ein System amerikanischer Herkunft für Doppelweggleichrichtung. Die neuesten Elektrodenanordnungen der Seibt'schen „Anotron"-Gleichrichterröhren enthalten jedoch noch weitere konstruktive Merkmale von wichtiger Bedeutung. Zunächst ist die topfförmige Kathode so ausgebildet, daß die obere Oeffnung des Topfes durch einen besonderen Deckel abgeschlossen ist, wobei alle Einzelteile des Systems durch bloßes Aneinanderfügen oder Ineinanderstecken zusammengesetzt sind. Bild 4 zeigt eine derartige Anordnung. Der topfartige Teil der Kathode sitzt auf den aus Steatit bestehenden Isolierhüllen der Anoden auf, wobei die Ränder der im Boden des Topfes befindlichen Oeffnungen, durch die die Anoden in das Innere ragen, nach unten umgeflanscht sind, so daß sie an der inneren Wandung der Isolierhüllen anliegen. Letztere besitzen in ihrem unteren Teile eine lichte Weite, die dem Anodendurchmesser gerade entspricht, während die lichte

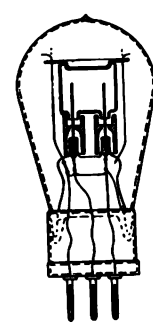


Bild 4.
Anotron für kleinere Leistungen.

Weite ihres oberen Teiles wesentlich größer ist. Dadurch wird erreicht, daß der Kathodentopf weder gegen die Anoden noch gegen deren Isolierhüllen verrückbar und somit die Gefahr eines Kurzschlusses beseitigt ist. Der die obere Oeffnung des Kathodentopfes abschließende Deckel ist versenkt angebracht, sein wagerechter Rand ragt jedoch etwas über den oberen Topfrand seitlich hinaus und ist mit einigen Oeffnungen versehen, durch die die vom Sockel her reichenden Halte- und Zuführungsdrähte gesteckt und darauf nach außen umgebogen werden. Die Herstellung bzw. Montierung eines solchen Elektrodensystems ist somit denkbar einfach, gewährleistet aber trotzdem größte mechanische Festigkeit.

Von Wichtigkeit ist ferner die Ausbildung der Anoden, die nicht wie bei den Röhren nach Bild 1 und 2 als kurze Stifte, sondern als verhältnismäßig lange Drähte ausgebildet sind. Dieser Maßnahme liegt folgende Ueberlegung zugrunde: Im Hinblick auf den Spannungsabfall in der Gleichrichterröhre und im Verbraucher, ferner im Hinblick darauf, daß bei Vollweggleichrichtung die insgesamt zur Verfügung stehende Wechselspannung mindestens das Doppelte von Verbraucherspannung + Gleichrichterspannung betragen muß, muß in der vor dem Gleichrichter liegenden Sekundärspule des primär an das Netz angeschlossenen Transformators eine verhältnismäßig hohe Spannung, nämlich bei den üblichen Geräten von etwa 400 Volt eff. erzeugt werden. Da nun die beiden Anoden mit den Enden der Sekundärspule verbunden sind, so folgt, daß zwischen ihnen bei jeder Wechselstromperiode Scheitelspannungen bis über 550 Volt auftreten. Diese hohen Spannungen haben eine verhältnismäßig starke Ionisierung des ganzen Entladungsraumes im Innern der topfförmigen Kathode zur Folge, und dies bewirkt, daß die Mindestbrennspannung, die zur Einleitung einer Entladung erforderlich ist, in erheblichem Maße herabgesetzt wird. Diese Wirkung tritt um so stärker hervor, je länger die Anoden bemessen sind. Man erzielt also durch diesen Kunstgriff eine außerordentlich starke

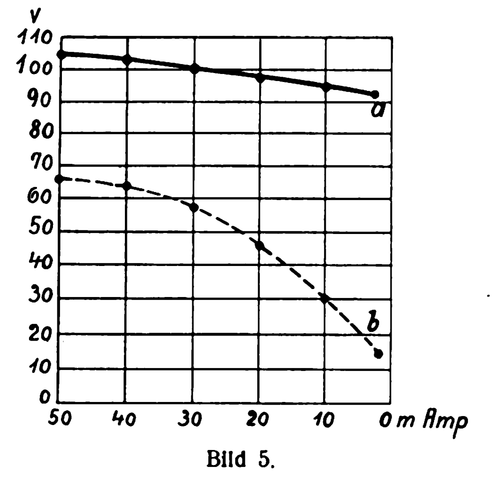



Bild 5.

Erhöhung des Wirkungsgrades der Röhre, die besonders aus Bild 5 deutlich zu ersehen ist. In diesem Bild stellt die Kurve *a* die Strom-Spannungsabhängigkeit bei einer gewöhnlichen Glimmgleichrichterröhre mit kurzen Anoden dar, die Kurve *b* den Strom-Spannungsverlauf einer Röhre, die gemäß Bild 4 mit langen Anoden versehen ist. Man erkennt daraus, daß die Gesamtentladungsspannung, die bei der der Kurve *a* zugrunde liegenden Röhre durchschnittlich bei etwa 100 Volt liegt, bei den neuen Röhren bis auf etwa 15 Volt — bei 3 Milliampère gesunken ist

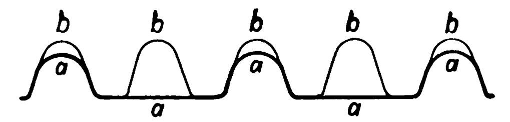



Bild 6.
Vergleich der Stromkurven eines gewöhnlichen Gleichrichters (*a*) mit einem Doppelweg-Gleichrichter (*b*) nach Bild 4.

und im Höchstfalle — nämlich bei 50 Milliampère — etwa 65 Volt beträgt. Der Einfluß dieser Wirkung auf den Verbraucherstrom ist aus Bild 6 zu ersehen, in der die Kurve *a* sich wieder auf eine gewöhnliche Röhre mit kurzen Anoden, die Kurve *b* sich auf eine Röhre der neuen Konstruktion mit langen Anoden bezieht. Allerdings hat die Ionisierung des Entladungsraumes durch die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Anoden auch eine geringe Erhöhung des jeweils in der ungewünschten Richtung fließenden Stromes zur Folge, dies tritt jedoch hinter der Erhöhung des Wirkungsgrades durch die Herabsetzung des Spannungsabfalles in der Glimmröhre völlig zurück. — Diese „Vor-Ionisierung" durch die jeweils unbenutzte Anode ist somit in ihrer Wirkung ein Analogon zu der Glühkathoden-Entladung, bei der ja ebenfalls die Röhrenspannung durch Ausfüllen der

Digitized by Google

Entladungsstrecke mit Entladungsteilchen herabgesetzt wird. Nur unterscheidet sich die neue Seibt-Glimmröhre von der Glühkathodenröhre dadurch, daß keine besonderen Mittel (Heizkreis) zur Erzeugung der Vorionisierung erforderlich sind, sondern dies von der ohnehin vorhandenen, im jeweiligen Augenblick unbenutzten 2. Anode bewirkt wird.

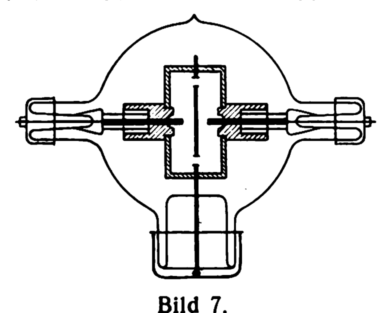


Bild 7.
Anotron D für größere Leistungen (1000 V. 250 m Amp).

Für besonders hohe Leistungen ist noch eine weitere Seibt'sche Glimmröhre entwickelt worden, die in Bild 7 dargestellt ist. Ihre wesentlichsten Unterschiede zu den übrigen Typen bestehen, abgesehen von den vergrößerten Dimensionen, darin, daß die Anoden seitlich in die Kathodenkammer eingeführt sind, und daß sich zwischen den Spitzen der Anoden eine Scheidewand befindet. Diese hat einerseits den Zweck, Bogenentladungen zwischen den Anoden, zwischen denen relativ hohe Spannungen auftreten, zu verhindern. Gleichzeitig wird durch die Wand die wirksame innere Fläche der Kathode wesentlich vergrößert, wenn man, wie dargestellt, außerhalb der geraden Verbindung zwischen den Anoden Oeffnungen in der Wandung anbringt. Die Röhre, die die Typenbezeichnung „Anotron D" besitzt, kann mit 1000 Volt Spannung bei 250 Milliampère Stromstärke belastet werden und ist insbesondere für kleine Sender, Großlautsprecheranlagen usw. geeignet.

Die weiterhin von der Firma Seibt hergestellten Glimmventiltypen sind das Anotron *C* (maximale Leistung bis 300 Volt und 200 Milliampère) sowie das Anotron *B* (maximale Leistung bei 200 Volt und 80 Milliampère). Die letztgenannte Type ist für die Verwendung in Netzanschlußgeräten bestimmt und dient zur Gewinnung des Anodenstromes.

Zusammenfassung:

Es werden die von der Firma Dr. Georg Seibt hergestellten Glimmgleichrichterröhren („Anotron") in ihren physikalischen Grundlagen und in ihrer Konstruktion beschrieben. Ihre wesentlichsten Merkmale sind: eine topfförmige und allseitig geschlossene Kathode, deren Innenfläche durch „Gettern" mit einem den Kathodenfall herabsetzenden Material bedeckt ist, ferner bei Doppelweggleichrichterröhren zwei längere, drahtförmige Anoden, von denen jeweils die vom Verbraucherstrom unbenutzte infolge ihrer hohen Spannung gegenüber der anderen Anode eine gewisse „Vor-Ionisierung" bewirkt, durch die die zur Einleitung einer Glimmentladung erforderliche Mindestbrennspannung der Gleichrichterröhre erheblich herabgesetzt wird.

---

# Patentschau.

Von Carl Lübben.

### Kühlung der Eisenteile von Hochfrequenzapparaten.

D.R.P. 470 752, Klasse 21a⁴, Gruppe 6 (Lorenz), Pat. vom 20. September 1925, ausgegeben am 30. Januar 1929.

Die Erfindung betrifft ein Kühlverfahren, das hauptsächlich für magnetisch sehr hoch beanspruchtes Eisen in Frage kommt, wie es beispielsweise bei

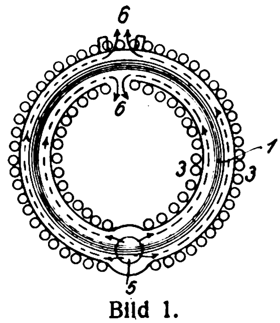



Bild 1.

Frequenzwandlern oder Tast- bzw. Telephoniedrosseln verwendet wird. Bei diesem Verfahren soll eine Kühlflüssigkeit oder ein Kühlgas zwangsläufig zwischen dem zu kühlenden Eisen und der Wicklung hindurchgepreßt werden, so daß das am stärksten beanspruchte Eisen vollkommen von der Kühlflüssigkeit umspült wird im Gegensatz zu bekannten Verfahren, bei denen das Oel nur an einzelnen Stellen des Eisens durch die Zwischenräume der Wickelung hindurchgelangen kann, so daß die Abführung der Eisenwärme im wesentlichen durch die Kupferwickelung hindurch nach außen erfolgt. Bei Hochfrequenz muß man aus praktischen Gründen mit sehr hohen Eisentemperaturen (ca. 300 Grad) arbeiten, weil das warme Eisen geringere Verluste besitzt und die Verringerung der Verluste bei Hochfrequenz mit allen Mitteln erstrebt werden muß. Die Wickelung dagegen darf wegen ihrer Isolationsbestandteile nur einen Bruchteil der hohen Eisentemperatur — höchstens etwa 100 Grad — erhalten. Trotzdem die Wickelung so nahe wie möglich am Eisenkern liegt, muß durch die zwischen Eisen und Wickelung strömende Kühlflüssigkeit eine gleichmäßige Wärmeabführung erfolgen und die Wärmeübertragung vom Eisen auf die Wickelung möglichst verringert werden. In Bild 1 ist die Wickelung 3 (Torodit-Spule) auf einem Isolationszylinder angeordnet. Im Innern der Spule liegt der ringförmige Eisenkern 1, der mit einem Kühlkanal umgeben ist. Das Oel wird bei 5 eingepreßt und tritt bei 6 wieder aus, so daß es den durch die Pfeile angedeuteten Verlauf nimmt.

### Piezoelektrische Wellenkontrolle.

D.R.P. 469 208, Klasse 21a⁴, Gruppe 71 (Radiofrequenz), Pat. vom 28. November 1925, ausgegeben am 6. Dezember 1928.



Erzeugt man durch ein hochfrequentes Wechselfeld in mehr oder weniger evakuiertem Raum an einem piezoelektrischen Kristall, so entstehen leuchtende elektrische Ladungen und zugleich niederfrequente elektrische Schwingungen, die wahrscheinlich ihre Ursache darin haben, daß die Entladungen nicht stetig, sondern intermittierend erfolgen. Erfindungsgemäß sollen diese niederfrequenten Schwingungen zur Feststellung der Resonanz zwischen elektrischen Schwingungen und den Eigenschwingungen des Piezo-Kristalls verwendet werden. Dies kann z. B. in der Weise erfolgen, daß mit dem Schwingungskreis, der den Piezokristall erregt, ein aperiodischer Detektorkreis gekoppelt ist, mit dem ein Telephon oder Lautsprecher unter Zwischenschaltung eines Verstärkers angeschaltet ist. Im Falle der Resonanz hört man im Telephon zugleich mit der leuchtenden Entladung einen musikalischen Ton. Eine andere einfache Anordnung ist folgende: Man bringt in die Nähe des Piezokristalls einen Leiter, der mit einer Zuleitung des Telephons verbunden ist, während die andere Telephonleitung geerdet ist. Man hört dann auch ohne Verstärker im Telephon einen Ton, der sich durch Verstärker erheblich verstärken läßt.

**Piezogesteuerter Röhrensender.**

Amer. Pat. 1 696 626 (Crossly, 30. April 1925). Pat. vom 25. Dezember 1928.

Zur Erzielung konstanter Schwingungen bei einem piezogesteuerten Röhrensender soll zur Beseitigung von Frequenzschwankungen und zur Vermeidung

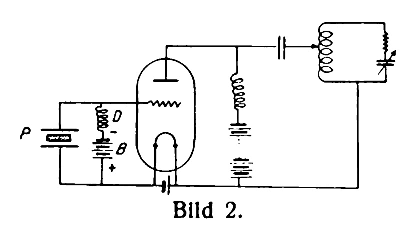


Bild 2.

einer zu hohen Belastung des Piezokristalles eine bestimmte Gittervorspannung hergestellt werden. Bei der in Bild 2 dargestellten Anordnung ist zu diesem Zweck im Gitterkreis eine Hilfsbatterie *B* unter Vorschaltung einer Hochfrequenzdrossel parallel

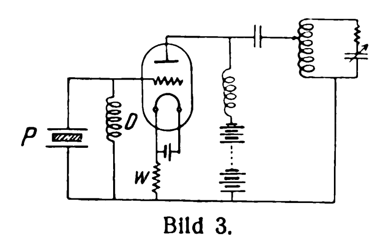


Bild 3.

zum Piezokristall *P* geschaltet. Bei der in Bild 3 dargestellten Anordnung ist ein Widerstand *W* vor die Kathode so geschaltet, daß er sowohl im Gitter- als auch im Anodenkreis liegt.

**Piezoelektrische Einrichtung.**

Amer. Pat. 1 692 074 (Burtes, 21. April 1927). Pat. vom 20. November 1928.

Bei der gewöhnlichen Anordnung von Piezokristallen zwischen 2 Metallplatten tritt häufig ein Sprühen auf, das zur Zerstörung des Kristalles führen kann. Dieses Sprühen soll erfindungsgemäß dadurch verhindert werden, daß zwischen dem Piezokristall *P* (Bild 4) und den Elektroden *E* eine Schutzschicht *Z* von besonderer Beschaffenheit angeordnet ist. Diese Schutzschicht muß frei von

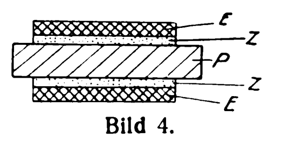


Bild 4.

organischen Bestandteilen sein, darf die Feuchtigkeit nicht aufnehmen und muß einen hohen Isolationswert besitzen. Als solche Schutzschicht kann z. B. Wasserglas benutzt werden.

**Piezogesteuerter Röhrensender.**

Brit. Pat. 301 510 (Lorenz, 2. Dezember 1927), veröffentlicht am 23. Januar 1929.

Bei Erzeugung höherer Leistungen mit Röhrensendern, die durch Piezokristalle gesteuert werden, tritt häufig eine zu hohe Belastung am Piezokristall

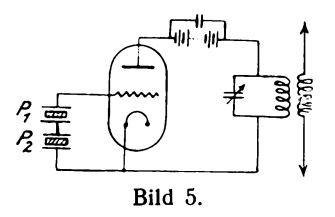


Bild 5.

auf, die diesen zerstört. Dies soll dadurch verhindert werden, daß zwei oder mehrere Piezokristalle *P1* und *P2* (Bild 5) gleicher Frequenz hintereinander im Gitterkreis eingeschaltet werden.

**Piezogesteuerter Röhrensender.**

Brit. Pat. 301 518 (Lorenz, 2. Dezember 1927), veröffentlicht am 23. Januar 1929.

Zur Erzeugung höherer Leistungen soll die in Bild 6 wiedergegebene Schaltung verwendet werden, bei der mehrere Röhren kleinerer Leistung in

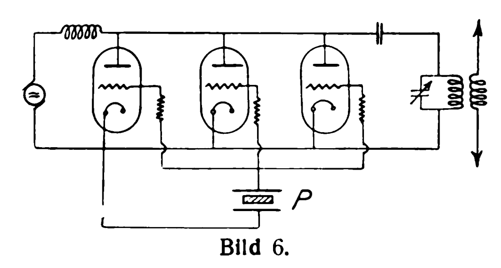


Bild 6.

Parallelschaltung zusammenarbeiten. Dadurch soll erreicht werden, daß der Piezokristall *P* eine geringere Belastung erfährt, als wenn eine Röhre höherer Leistung verwendet würde.

**Piezogesteuerter Röhrensender.**

Amer. Pat. 1 688 713 (Hund, 10. Mai 1927), Pat. vom 23. Oktober 1928.

Zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen mittels eines piezogesteuerten Röhrensenders wird die in Bild 7 dargestellte Anordnung vorgeschlagen, bei der durch den Piezokristal *P* eine Kopplung


Digitized by Google

zwischen Anodenkreis *C*, *L* und Gitterkreis erfolgt. Der Piezokristall ist dabei mit dem Anodenkreis durch einen Metallring *M* gekoppelt, der über die Spule *L* gestreift ist.

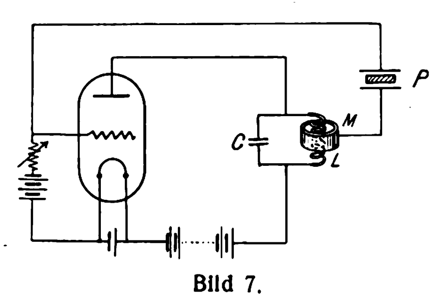
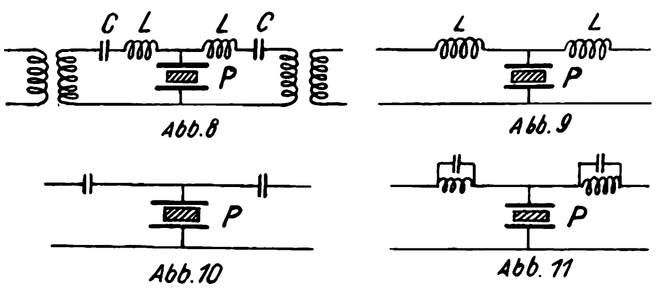



Bild 7.

### Wellenfilter mit Piezokristall.

Brit. Pat. 294177 (Brit. Thomson Houston Co., 19. Juli 1927), veröffentlicht am 6. September 1928.

Die gebräuchlichen Wellenfilter, die aus Kombinationen von Kondensatoren, Selbstinduktionen und Widerständen bestehen, haben unerwünschte Dämpfungen. Durch Verwendung von Piezokristallen sollen diese wesentlich vermindert und die Eigen-




schaften der Wellenfilter verbessert werden. Die Bilder 8—11 zeigen einige Ausführungsformen mit dem Piezokristall *P* zwischen beiden Leitern der Wellenfilter.

### Piezoelektrisches Resonanzrelais.

D.R.P. 469209, Klasse 21a[4], Gruppe 71 (Radiofrequenz), Pat. vom 8. November 1925, ausgegeben am 6. Dezember 1928.

Erfindungsgemäß sollen die leuchtenden piezoelektrischen Ladungen, die auftreten, wenn ein Piezokristall in einem evakuierten Behälter erregt wird, zur Auslösung der Entladung einer beliebigen anderen Gleich- oder Wechselspannung benutzt werden. Dazu können in dem piezoelektrischen Felde Hilfselektroden angeordnet werden, an welchen die auszulösende Spannung liegt. Die Verhältnisse können dabei so gewählt werden, daß durch einen einzigen Schwingungsstoß die Entladung der Hilfsspannung ausgelöst und nach Aufhören der Piezoschwingungen bestehen bleibt, oder derart, daß die Entladung der Hilfsspannung nur so lange bestehen bleibt, als die Kristallschwingungen anhalten. Die Anordnung kann auch dazu verwendet werden, eine leuchtende Entladung herbeizuführen, die an sich infolge zu geringer Spannung am Piezokristall nicht auftreten würde. Unter Umständen können die Hilfselektroden auch ganz entbehrt werden, indem zwischen den Elektroden selbst durch das Hinzukommen der piezoelektrischen Spannungen Entladungen ausgelöst werden.

### Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 301326, 310070 (Telefunken, 24. November 1927), veröffentlicht am 16., 23. Januar 1929.

Zur Fading-Beseitigung sollen zwei Wellen ausgesendet werden, die durch zwei Röhrensender *R1*

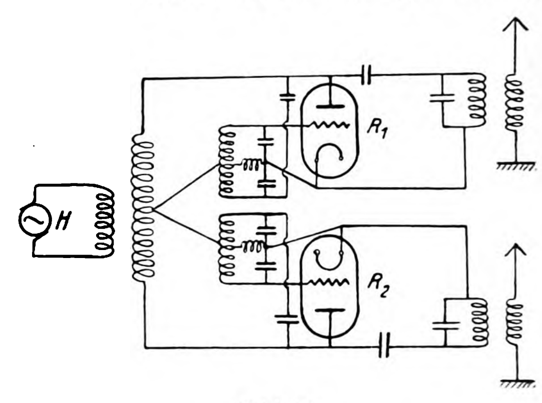



Bild 12.

und *R2* (Bild 12) erzeugt werden. Durch eine Wechselstrom-Hilfsquelle *H* werden die Gitter beider Röhren gegenphasig gesteuert, so daß immer nur eine Röhre in Tätigkeit ist und mit der Frequenz der Hilfsstromquelle *H* wechselnd die beiden Hochfrequenzen ausgesendet werden.

### Kurzwellen-Röhrensender.

D.R.P. 470068, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Schotel, Haag), Pat. vom 26. November 1925, holländische Priorität vom 25. September 1925, ausgegeben am 8. Januar 1929.

Zur Erzeugung sehr kurzer Wellen sollen zwei oder mehr Kreise sehr fest miteinander gekoppelt und in den Gitter- oder Anodenkreis einer Röhre ein-

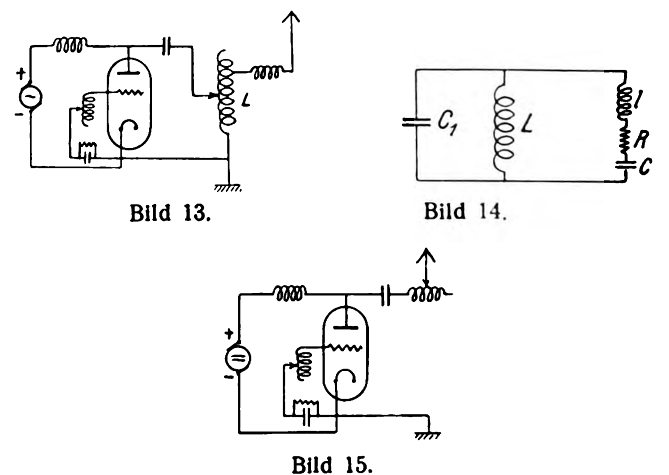



Bild 13. Bild 14.

Bild 15.

geschaltet werden. In Bild 13 ist eine einfache derartige Anordnung dargestellt. Die enge Koppelung zwischen Anodenkreis und Antennenkreis erfolgt durch die gemeinschaftliche Spule *L*. Das Ersatz-Schema einer solchen Anordnung zeigt Bild 14. Bei einem Uebersetzungsverhältnis von 1 : 1 des Transformators *L* sind die Eigenfrequenzen annähernd

$$\nu_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{lC_1}} \qquad \nu_2 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Gemäß der Erfindung wird dafür Sorge getragen, daß die Frequenz $\nu_2$ unterdrückt wird, während die

Digitized by Google

andere Frequenz $\nu_1$ ausgenutzt wird. Im Falle eines Uebersetzungsverhältnisses von 1 : 1 kann der Kopplungstransformator $L$ auch fortgelassen werden, so daß sich die in Bild 15 dargestellte Anordnung ergibt.

### Hochfrequenzbehandlung von Stoffen.

Brit. Pat. 301 929, 301 930 (Esau. Lorenz, 8. Dezember 1927), veröffentlicht am 30. Januar 1929.

Zur Behandlung von Stoffen zwecks Einleitung bestimmter chemischer Reaktionen, zur Staubbefreiung u. dgl. mittels sehr kurzer elektrischer Wellen von 10 Meter und darunter werden die in

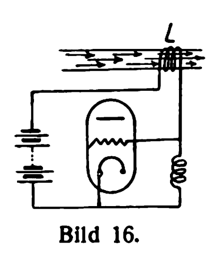



Bild 16.

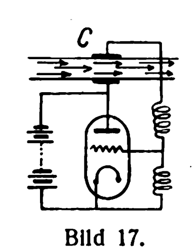



Bild 17.

Bild 15 und 16 dargestellten Schaltungen vorgeschlagen. Bei der in Bild 15 wiedergegebenen Schaltung wird eine im Anodenkreis zwischen Anode und Gitter liegende Spule $L$ zur Erzeugung des Hochfrequenzfeldes benutzt, während bei der in Bild 16 dargestellten Anordnung ein Kondensator $D$ zur Erzeugung des Hochfrequenzfeldes dient.

### Modulationsschaltung für fremderregte Telephoniesender.

D.R.P. 470 322, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Schäffer), Pat. vom 4. Juli 1926, ausgegeben am 18. Jan. 1929.

Die Erfindung betrifft eine für fremderregte Sender geeignete Modulationsschaltung, bei der die Gefahr der Sekundärstrahlung vermieden ist, die besonders bei wassergekühlten Schwingungsröhren leicht auftritt, wenn bei der Gittergleichstrombeeinflussung der Widerstand des Gittergleichstromweges groß ist. Erfindungsgemäß sind, wie bei der Gitter-

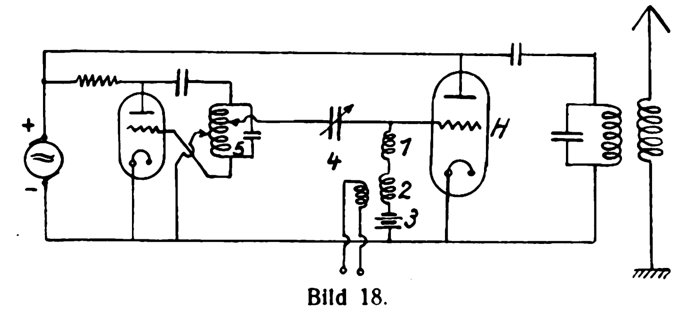



Bild 18.

gleichstromtelephonie, zwischen Gitter und Kathode der Hauptröhre zwei Wege vorgesehen, der eine für den Gitterwechselstrom, der andere für den Gittergleichstrom. In Bild 17 liegt zwischen Gitter und Kathode der Hauptröhre $H$ der Hochfrequenzweg, der durch den Blockkondensator *4* und die Spule *5* gebildet wird. Ferner liegt zwischen Giter und Kathode dieser Röhre der Gittergleichstromweg, der über die Drossel *1*, Modulationstransformator *2* und Batterie *3* verläuft. Der Primärwicklung des Modulationstransformators wird die Modulationsspannung von irgendeiner Verstärkereinrichtung zugeführt.

### Tasteinrichtung.

Brit. Pat. 299 151 (Siemens Brothers, 8. September 1927), veröffentlicht am 25. Oktober 1928.

Das Tasten bei Röhrensender durch Unterbrechen des Gitterkreises soll in besonderer Weise vorgenommen werden. Zur Verwendung kommt eine besondere Tastvorrichtung, die zeitlich nacheinander drei Kontakte öffnet bzw. schließt. Der Schaltvor-

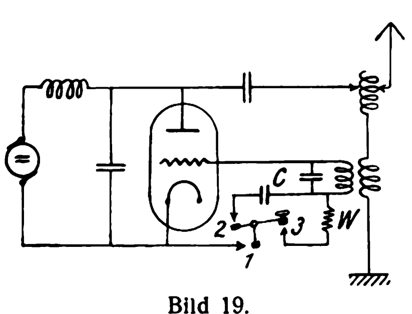



Bild 19.

gang ist aus Bild 18 ersichtlich. Es wird zuerst der Kontakt *1*, dann der Kontakt *2* geschlossen, der eine kapazitive Verbindung mit dem Gitter herstellt, und zuletzt wird der Kontakt *3* geschlossen, der den Widerstand $W$ im Gitterkreis einschaltet. Beim Oeffnen geht der Schaltvorgang umgekehrt vor sich, d. h. er wird zuerst *3*, dann *2* und dann *1* geöffnet.

### Binaurale Uebertragung.

Brit. Pat. 302 179 (Marconi, 8. Dezember 1927), veröffentlicht am 6. Februar 1929.

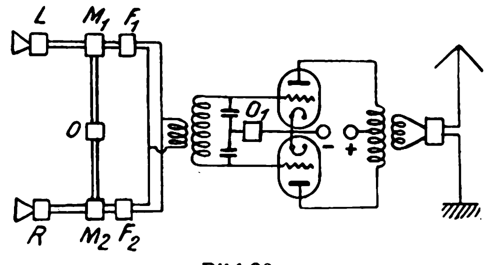



Bild 20.

Zur binauralen Uebertragung auf drahtlosem Wege soll die in Bild 19 wiedergegebene Sendeschaltung und die in Bild 20 dargestellte Empfangsschaltung benutzt werden. Die von den getrennten

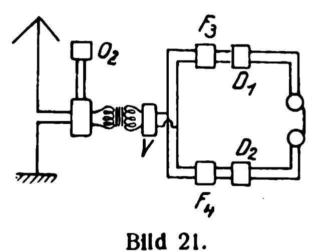



Bild 21.

Mikrophonen $L$ und $R$ aufgenommenen Darbietungen gelangen zu den Modulatoren, die von einem Hilfssender $O$ gespeist werden. Durch das Filter $F_1$ wird das obere Seitenband, durch das Filter $F_2$ das untere Seitenband ausgesiebt und diese Bänder zur Modu-

Digitized by Google

lation eines Röhrensenders benutzt, der durch die Hochfrequenzquelle $O_1$ gespeist wird. Nach Unterdrückung eines Seitenbandes und der Trägerwelle wird das eine Seitenband ausgestrahlt. Am Empfänger erfolgt zunächst eine Ueberlagerung durch die mittels des Senders $O_2$ erzeugte Hochfrequenz. Nach Verstärkung durch $V$ werden durch die Filter $F_3$ und $F_4$ die richtigen Seitenbänder ausgesiebt und getrennt den Gleichrichtern $D_1$ und $D_2$ zugeführt. Die gleichgerichteten Ströme werden getrennt zu Gehör gebracht.

### Anordnung zur Betätigung eines Relais.

D.R.P. 470 143, Klasse 21a[4], Gruppe 27 (Marconi), Pat. vom 28. September 1921, britische Priorität vom 12. Oktober 1920, ausgegeben am 11. Januar 1929.

Die Erfindung betrifft eine Anordnung zur Betätigung eines Relais bei Aenderung der Frequenz von auftreffenden elektrischen Schwingungen. In zwei Kreisen *A* und *B* (Bild 21) werden durch irgendeine bekannte Einrichtung Schwingungen von der gleichen Frequenz erregt und aufrechterhalten.

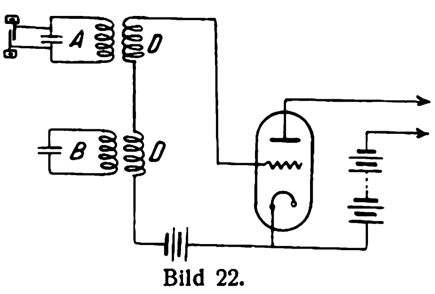


Bild 22.

Beide Kreise sind mit den Spulen *D* verbunden, die in einem Gitterkreis einer Röhre derart eingeschaltet sind, daß bei Abstimmung der beiden Kreise die im Gitterkreis induzierten Spannungen sich ganz oder nahezu aufheben. Sobald eine Verstimmung eines der Kreise auftritt, ist die Kompensation gestört. Die dadurch auftretenden Aenderungen des Anodenstromes können zur Betätigung eines Relais verwendet werden.

### Bildübertragung.

D.R.P. 470 384, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Marconi), Pat. vom 20. Januar 1926, britische Priorität vom 3. Juni 1925, ausgegeben am 12. Januar 1929.

Die Erfindung betrifft eine Einrichtung zur drahtlosen Bildübertragung, bei der am Sender durch eine

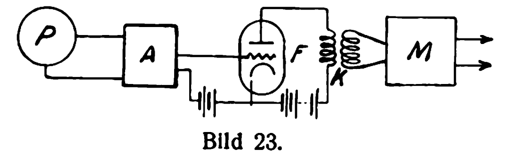


Bild 23.

lichtelektrische Zelle eine Frequenzmodulation stattfindet, während am Empfänger durch eine Begrenzungsvorrichtung die Amplitude aller empfangenen Frequenzen zunächst auf einen gemeinsamen Wert verringert wird, um Fadingstörungen zu beseitigen. und danach Spannungsdifferenzen erzeugt werden, die den verschiedenen Frequenzen entsprechen. Bild 22 zeigt die Sendevorrichtung mit der lichtelektrischen Zelle *P*, dem Verstärker *A* und der Modulationsröhre *F*. Im Anodenkreis der Modulationsröhre liegt eine Kopplungsspule *K*, die mit dem Sender *M* gekoppelt ist. Die Spannungsänderungen zwischen Gitter und Kathode der Modulationsröhre *F* verursachen Aenderungen des Anodenstromes, die entsprechende Frequenzänderungen am Sender *M* hervorrufen. Durch geeignete Einstellung der Kopplung bei richtiger Einstellung der Senderöhre kann eine lineare Beziehung zwischen der auf die Lichtzelle fallende Lichtstärke und der Frequenz der ausgestrahlten Wellen erhalten werden. Bild 23 zeigt die Empfangsvorrichtungen. Die empfangenen hochfrequenten Ströme werden durch die Begrenzungs-

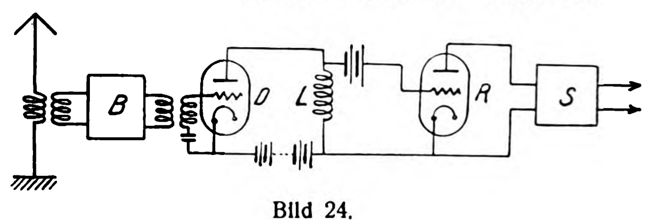


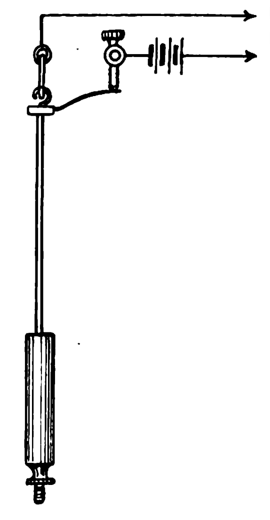
Bild 24.

vorrichtung *B* zunächst auf eine gemeinsame Stärke vermindert. Sie gelangen danach zur Röhre *D*, in dessen Anodenkreis die Spule *L* von geringem Widerstand liegt. An dieser treten je nach der Frequenz Spannungsdifferenzen auf, die der Frequenz des ankommenden Signals proportional sind und nach Gleichrichtung durch die Röhre *R* einem Niederfrequenzfilter *S* zugeführt werden, das die hochfrequenten Komponenten aussiebt. Der übrigbleibende Gleichstrom kann dann in bekannter Weise zur Lichtsteuerung benutzt werden.

### Fernübertragung von Bildern.

D.R.P. 469 490, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Baker, Watson, London), Pat. vom 11. Dezember 1925, britische Priorität vom 11. Dezember 1924, ausgegeben am 13. Dezember 1928.

Bei der Fernübertragung von Bildern verwendet man zur Erzielung des Gleichlaufes der beim Sender


Bild 25.

und Empfänger umlaufenden Trommeln Pendel, die auf elektro-magnetische Stillsetzungseinrichtungen wirken. Bei den bekannten Einrichtungen wird das Pendel durch die Kontaktberührung in der mittleren Durchgangslage nicht unerheblich gebremst, so daß

Digitized by Google

zur Aufhebung dieser Dämpfungswirkung besondere Hilfsmittel erforderlich sind. Um diesen Nachteil zu beseitigen, soll erfindungsgemäß mit dem Pendel ein elastischer Arm verbunden sein, der am Ende eines jeden Vollpendelausschlages einen Kontaktschluß herbeiführt. Eine solche Anordnung zeigt die Abbildung 24. Der biegsame Federkontakt $f$ tritt hierbei an die Stelle besonderer Dämpfungsregelungsmittel, indem er die ihm zu Anfang der Pendelschwingung erteilte Kraft aufspeichert, und sie nach Vollendung der Schwingung wieder abgibt.

### Herstellung von Oxydkathoden.

D.R.P. 470 421, Klasse 21g, Gruppe 13 (Philipps, Holland), Pat. vom 29. Juni 1924, Holländische Priorität vom 18. Februar 1924, ausgegeben am 21. Januar 1929.

Die Erfindung betrifft ein Verfahren zur Herstellung von Oxydkathoden. Auf einem Körper, dessen Oberfläche mindestens zum Teil aus einem Oxyd eines oder mehrerer Metalle besteht, die mit Erdalkalimetall legierbar sind, wird erfindungsgemäß eine Schicht aus einem oder mehreren Erdalkalimetall aufgebracht. Der Körper wird dann in einer nichtoxydierenden Atmosphäre derart erhitzt, daß das aufgebrachte Erdalkalimetall schmilzt. Danach soll das Erdalkalimetall mindestens teilweise oxydiert werden. Sehr gute Ergebnisse sollen erzielt werden, wenn mindestens ein Teil der Oberfläche des Körpers aus Kupferoxyd besteht.

### Die neuen deutschen Hochfrequenz-Patente

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabetag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 469 082 | 21c/22 | 3. 12. 28 | Mehrfachschaltstecker |
| *469 208 | 21a$^4$/71 | 6. 12. 28 | Piezoelektrischer Frequenzmesser |
| *469 209 | 21a$^4$/71 | 6. 12. 28 | Piezoelektrisches Resonanzrelais |
| 469 247 | 21h/18 | 7. 12. 28 | Spulenkühlung für Induktionsöfen |
| 469 339 | 21g/4 | 15. 12. 28 | Relais |
| 469 389 | 21a$^4$/29 | 10. 12. 28 | Röhrenempfänger |
| 469 439 | 21a$^2$/36 | 12. 12. 28 | Verstärkerschaltung |
| 469 471 | 21a$^4$/48 | 14. 12. 28 | Ortsbestimmung |
| *469 490 | 21a$^1$/32 | 13. 12. 28 | Bildübertragung |
| 469 595 | 21g/13 | 17. 12. 28 | Röhre mit mehreren Anoden |
| 469 874 | 21a$^4$/6 | 5. 1. 29 | Frequenzvervielfachung |
| 469 914 | 21a$^4$/74 | 28. 12. 28 | Kopplungseinrichtung |
| 469 982 | 21g/11 | 2. 1. 29 | Gleichrichter |
| *470 068 | 21a$^4$/9 | 8. 1. 29 | Kurzwellen-Röhrensender |
| 470 069 | 21a$^4$/72 | 5. 1. 29 | Schalter |
| *470 143 | 21a$^4$/27 | 11. 1. 29 | Relaisvorrichtung |
| 470 187 | 21g/31 | 7. 1. 29 | Magnetische Legierung |
| 470 280 | 21a$^4$/72 | 14. 1. 29 | Kopfhöreranschluß |
| *470 322 | 21a$^4$/15 | 18. 1. 29 | Modulationsschaltung |
| *470 384 | 21a$^1$/32 | 12. 1. 29 | Bildübertragung |
| *470 421 | 21g/13 | 21. 1. 29 | Herstellung von Oxydkathoden |
| 470 594 | 21a$^2$/1 | 22. 1. 29 | Lautsprecher |
| 470 595 | 21a$^4$/58 | 26. 1. 29 | Störbefreiung auf Fahrzeugen |
| *470 752 | 21a$^4$/6 | 30. 1. 29 | Kühlung von Eisenteilen bei Hochfrequenzgeräten |
| 470 753 | 21a$^4$/16 | 26. 1. 29 | Tasten von Röhrensendern |
| 470 755 | 21c/63 | 31. 1. 29 | Frequenzregler |
| 470 758 | 21g/11 | 26. 1. 29 | Fester Gleichrichter |
| 470 805 | 21c/46 | 31. 1. 29 | Synchronisierungs-Einrichtung |
| 470 033 | 21c/22 | 26. 1. 29 | Steckerbuchse |

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlich referiert.

# Referate.

**Pierre David.** Ueber Superregeneration. (Les super-réactions.) L'onde électr., **7**, S. 217—259, 1928, Heft 78.

Verfasser definiert zunächst den Begriff der Superregeneration (Super-réaction, superregeneration oder Ueberrückkopplung, Pendelrückkopplung) folgendermaßen. Verwendet man in einem Röhrenempfänger irgendeine Art von Rückkopplung, so wird dadurch in den Empfangskreis ein „Gegenwiderstand" eingeführt, der den natürlichen Kreiswiderstand vermindert. Man regelt diese Rückkopplung gewöhnlich auf einen Wert des Kreiswiderstandes, der möglichst nahe bei Null liegt, läßt sie jedoch unverändert, so daß der Widerstand konstant bleibt. Bei „Superregeneration" bleibt der Kreiswiderstand nicht konstant, sondern ändert seinen Wert als periodische Funktion der Zeit zwischen positiven und negativen Werten.

Es werden zum Verständnis der Vorgänge vorerst drei Fälle betrachtet, in denen der Widerstand eines Kreises konstant bleibt und einmal positiven, dann negativen und schließlich den Wert Null besitzt. Ein Zahlenbeispiel dient für die gesamte folgende Arbeit zur Erläuterung der Einzelheiten. Es wird angenommen: Wellenlänge 50 m, Selbstinduktion $5 \cdot 10^3$ cm. Natürlicher Widerstand etwa 10 Ohm.

Nimmt man an, daß auf den Kreis eine EMK von der Form $E \cdot \sin \omega t$ wirkt, wobei das $\omega$ der Eigenfrequenz des Kreises entsprechen soll, weiterhin daß $R$ klein gegen $\omega L$ ist, und daß die lokalen Schwingungen in Phase mit der erregenden EMK sind, so ergibt das Integral der Differentialgleichung:

$$L\frac{d^2 i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = \omega E \cos \omega t$$

$$i = \frac{E}{R}\left(\sin \omega t - e^{-\left(\frac{R}{2L}\right)t} \sin \omega t\right)$$

$$u = \omega L \frac{E}{R}\left(\cos \omega t - e^{-\left(\frac{R}{2L}\right)t} \cos \omega t\right)$$

Letzterer Ausdruck stellt die Ueberlagerung des Stromes im stationären Gebiet und im vorübergehenden dar. Der Fall für positives $R$ ist bekannt als der klassische Fall der gedämpften Schwingung. Die Zeitkonstante des Kreises wird als die Zeit definiert, die vergeht, bis der Strom zwei Drittel seines


Digitized by Google

Maximalwertes erreicht. Das Zahlenbeispiel ergibt folgende Tabelle:

| Widerstand | Stationäres Gebiet | | Zeitkonstante | |
|---|---|---|---|---|
| | Strom | Klemmenspannung | Sekunden | Anzahl der Schwingungen |
| 10 Ohm | E/10 | $6\pi E$ | $10^{-6}$ | 6 |
| 5 „ | E/5 | $12\pi E$ | 2 . „ | 12 |
| 1 „ | E | $60\pi E$ | 10 . „ | 60 |
| 0,2 „ | $5\,E$ | $300\pi E$ | 50 . „ | 300 |
| 0,1 „ | $10\,E$ | $600\pi E$ | 100 . „ | 600 |
| 0,01 „ | $100\,E$ | $6000\pi E$ | 1000 . „ | 6000 |

Für den Fall, daß $R$ negativ ist, hat die Formel ebenfalls Geltung. Der Exponentialausdruck wächst mit der Zeit und wird sehr rasch überwiegend. Da die Größe des negativen Widerstandes sehr bald durch die Leistungsfähigkeit der Energiequelle begrenzt wird, ist das Wachsen der Amplituden ebenfalls begrenzt. Es ergibt sich, wenn eine EMK in den Zeitpunkt $t=0$ auf den in Ruhe befindlichen Kreis zu wirken beginnt, für verschiedene Werte des negativen Widerstandes folgende Tabelle:

| Zeit | Amplitude des Exponentialgliedes $e^{-\frac{R}{2L}t}$ für | | |
|---|---|---|---|
| | R = — 1 Ohm | — 5 Ohm | — 20 Ohm |
| $10^{-6}$ sec | 1,1 | 1,65 | 7,4 |
| $5 . 10^{-6}$ „ | 1,65 | 12,2 | $2 . 10^{4}$ |
| $10^{-5}$ „ | 2,7 | 150 | $5 . 10^{8}$ |
| $2 . 10^{-5}$ „ | 7,4 | $2 . 10^{4}$ | $25 . 10^{16}$ |

Für den Fall, daß der Kreiswiderstand 0 wird, geht die Differentialgleichung über in

$$L\frac{d^2 i}{dt^2}+\frac{i}{C}=E\cdot\omega\cdot\cos\omega t$$

deren Integral ist

$$i=\frac{E}{2L}t\cdot\sin\omega t,\quad \text{daraus}\quad u=\frac{E}{2}\cdot\omega\cdot t\cdot\sin\omega t$$

Das stationäre Gebiet liegt bei unendlich großen Amplitudenwerten, aber auch die Zeit, in der der stationäre Zustand erreicht wird, ist unendlich. Das Anwachsen des Stromes ist nicht mehr durch den Widerstand des Kreises, sondern durch seine Selbstinduktion begrenzt. Wird das Zahlenbeispiel für $R=0$ und dann auch noch für kleine Werte von $R$ durchgerechnet, indem man den Exponentialausdruck in Reihen entwickelt und Glieder höherer Ordnung vernachlässigt, so ergibt sich folgende Tabelle, die zeigt, in welchem Grade kleine Werte von $R$ vernachlässigt werden können.

| Zeit | Widerstand R | Strommaximum 1. Glied $\frac{E}{2L}t$ | Strommaximum 2. Glied $-\frac{ER}{8L2}t$ | Summe | Spannungsmaximum u |
|---|---|---|---|---|---|
| $10^{-6}$ sec | 0 | $E/10$ | 0 | $E/10$ | $6\pi E$ |
| $10^{-5}$ „ | 0 | $E$ | 0 | $E$ | $60\pi E$ |
| $10^{-4}$ „ | 0 | $10 . E$ | 0 | $10 . E$ | $600\pi E$ |
| $10^{-3}$ „ | 0 | $100 . E$ | 0 | $100 . E$ | $6000\pi E$ |
| $10^{-6}$ „ | 0,1 Ohm | $E/10$ | — | $E/10$ | $6\pi E$ |
| $10^{-5}$ „ | „ | $E$ | $E/20$ | $\frac{19}{20}\,E$ | $57\pi E$ |
| $2 . 10^{-5}$ „ | „ | $2 . E$ | $E/5$ | $1{,}8\,E$ | $108\pi E$ |
| $10^{-6}$ „ | 1 Ohm | $E/10$ | — | $E/10$ | $6\pi E$ |
| $5 . 10^{-6}$ „ | „ | $E/2$ | $E/8$ | $0{,}38\,E$ | $22\pi E$ |
| $10^{-5}$ „ | „ | $E$ | $E/2$ | $0{,}5\,E$ | $30\pi E$ |

Die Empfindlichkeit eines Kreises ohne Widerstand ist unendlich. Bei endlicher Betrachtungsdauer wird die Größe der Endamplitude durch die Selbstinduktion bestimmt. Wirkt eine EMK nur sehr kurze Zeit auf einen Kreis, so bleiben kleine Widerstandswerte ohne nennenswerten Einfluß. In Praxis kann man bei Betrachtung von Zeitabschnitten, die kleiner als $10^{-5}$ sec sind, jeden Widerstand, dessen Absolutwert kleiner als 0,1 Ohm ist, als 0 betrachten. Davon wird im weiteren Gebrauch gemacht.

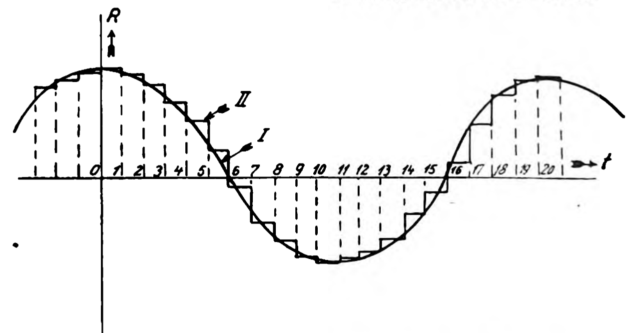
Für den Fall, daß der Kreiswiderstand eine variable Funktion der Zeit wird, geht die Differentialgleichung über in

$$L\frac{d^2 i}{dt^2}+f(t)\frac{di}{dt}+\frac{i}{C}=\omega\,E\cos\omega\,t.$$

Diese Gleichung ist nur noch sehr schwer und unter gewissen Voraussetzungen zu lösen. Da sie das Problem nicht einmal völlig erfaßt, weil nämlich $R$ auch noch eine Funktion des Stromes (bei Erreichung der Röhrensättigung) wird, so verzichtet der Verfasser auf die außerordentlich schwierige mathematische Behandlung des Problems und beschränkt sich auf eine qualitative Analyse der Vorgänge, die für die vorliegende Arbeit völlig ausreichend ist.

Im folgenden wird an der Hand der Differentialgleichung für den Schwingungskreis der Einfluß der einzelnen Faktoren diskutiert. Weder EMK noch Widerstand ändern die Eigenfrequenz nennenswert, sondern beeinflussen fast ausschließlich die Amplitude. Ist die Frequenz der Widerstandsänderung größer als die Eigenfrequenz des Kreises, so ist ihr Einfluß zu vernachlässigen; ist sie kleiner, so bewirkt sie gleichsinnige Amplitudenschwankungen. $R$ kann ohne großen Fehler für ein oder mehrere aufeinanderfolgende Perioden durch seinen Mittelwert ersetzt werden.

Angewendet auf den Fall der Superregeneration, werden die im vorhergehenden gemachten Betrach-




tungen benutzt, um die Vorgänge in einem Kreis, dessen Widerstand abwechselnd positiv und negativ ist, im einzelnen zu analysieren. Für sein Zahlenbeispiel nimmt der Verfasser eine unhörbare „Modulations"-frequenz von 10000 Perioden an. Die Variation des Widerstandes soll ungefähr dem Sinusgesetz folgen. Siehe Bild 1, I. Die Schwingungsamplituden sollen so klein bleiben, daß die geradlinigen Teile der Charakteristik nicht überschritten werden. Ersetzt man $R$ während einiger Perioden durch seinen Mittelwert, so erhält man die treppenförmige Kurve II. Im Zahlenbeispiel wird die Modulationsperiode in 20 Elemente von $5\cdot10^{-6}$ sec zerlegt. Als Ausgangspunkt der Betrachtung gilt der Moment,

Digitized by Google

in dem der Widerstand sein positives Maximum erreicht hat. In diesem Zeitpunkt befinde sich der Kreis in Ruhe, und eine EMK $= E \sin \omega t$ beginne auf ihn zu wirken.

Tabelle I zeigt, daß der Strom bei dem angenommenen Widerstand von 10 Ohm den stationären Amplitudenwert $\frac{E}{10}$ ereicht. Die Spannung an den Klemmen ist $6 \pi E$ und die Zeitkonstante $10^{-6}$. Der angenommene Abschnitt 1—2 ist fünfmal so groß, so daß das stationäre Gebiet praktisch erreicht wird. Sinngemäß gilt das gleiche von den folgenden Abschnitten, in denen der Widerstand immer noch mehrere Ohm beträgt. Im Abschnitt 4—5 ist der Widerstand etwa 4 Ohm und die Zeitkonstante gleich der Dauer des Abschnittes, so daß der stationäre Wert von $20 \pi$ E nicht völlig erreicht werden dürfte. In den Intervallen 5—7 wird der Widerstand kleiner als ein Ohm. Sein Vorzeichen spielt, wie oben erwähnt, keine Rolle. Er kann vernachlässigt werden, und die Selbstinduktion des Kreises begrenzt das Anwachsen der Schwingungen. Die Zunahme der Spannung während dieser Zeit dürfte etwa $30 \pi E$ betragen, so daß die Gesamtspannung im Augenblick 7 etwa zwischen 30 und $50 \pi E$ liegen wird.

Das Anwachsen der Schwingungen ist wegen der geringen Zeit, in der der Widerstand praktisch 0 ist, nur sehr gering. Die so erhaltene Verstärkung ist bedeutend kleiner als die, die man mit einem normalen Rückkoppelungsempfänger erhalten kann, denn bei einer Schwebungszahl von etwa 1000 kann man bei Telegraphieempfang an den Klemmen des Schwingungskreises eines solchen Spannungen von der Größenordnung von $3000 \pi E$ erhalten. Ist $E$ sehr klein, so ist die im Moment 7 erreichte Spannung sicher so klein, daß die Voraussetzung zu Recht besteht, daß bis zu diesem Augenblick der Arbeitspunkt auf der Charakteristik keine nennenswerte Verschiebung erleidet.

Sobald der negative Widerstand des Kreises nicht mehr vernachlässigbar ist, gewinnt er entscheidenden Einfluß, da er das Anwachsen der freien Schwingungen begrenzt. Der stationäre Zustand und der Einfluß des ankommenden Zeichens wird sehr rasch vernachlässigbar. In vorliegendem Beispiel geschieht das etwa zu Beginn des Abschnittes 7—8, in dem der negative Widerstand den Wert von etwa 3 Ohm erreicht. Tabelle II zeigt, daß der Amplitudenwert in diesem Abschnitt auf etwa das 4—5fache steigt.

Sinngemäß gilt das gleiche für die Abschnitte 8 bis 16, in denen die Amplituden jeweils mit zunächst wachsenden, dann wieder auf 1 zurückgehenden Faktoren multipliziert werden. Nimmt man an, daß die Endamplitude, die in dem Augenblick, in dem die Widerstandskurve den Wert 0 passiert, erreicht wird, noch genügend klein bleibt, so daß die Krümmung der Charakteristik keinen Einfluß hat, so ergibt sich, daß sie der anregenden EMK proportional ist, da die erzwungenen Schwingungen im Augenblick 7 ihnen ja auch proportional waren.

Der Verfasser diskutiert dann den Fall, in dem die Amplitude der freien Schwingungen einen solchen Wert erreicht, daß die Röhre übersteuert wird. Sobald der Kreiswiderstand nicht mehr allein eine Funktion der Zeit, sondern auch eine Funktion der Amplitude geworden ist, weicht sein Verlauf von der zuvor angenommenen sinusförmigen Kurve ab. Zur quantitativen Untersuchung müßte man die Funktion des Widerstandes in Abhängigkeit von der Amplitude kennen. Da dies nicht der Fall ist, beschränkt sich der Verfasser darauf, die Widerstandskurve in den in Betracht kommenden Teilen auf Grund näherungsweiser Annahmen zu korrigieren. Die Maximalamplitude hängt dann nicht mehr allein von der einfallenden Feldstärke ab und ist ihr nicht mehr proportional. Es kann sogar ein Moment erreicht werden, in dem bei voller Sättigung der Röhre jede Aenderung der Zeichenstärke keine Vermehrung der Amplitude der freien Schwingungen, also auch nicht der Endlautstärke bewirkt. Man kann also entweder eine Verstärkung erhalten, die der Zeichenstärke proportional bleibt, also auch einer eventuell vorhandenen Modulation, oder eine durch die Leistung der Röhre begrenzte Verstärkung, die praktisch auch bei kräftigen Feldstärkenschwankungen gleichmäßig bleibt, wenn eine bestimmte Grenze nicht unterschritten wird.

Diese Folgerungen des Verfassers sind meiner Meinung nach bei Verwendung eines integrierenden Detektors nicht ganz zutreffend. Die Amplitudenkurve umfaßt in ihrem ersten Teil entsprechend den verschiedenen einfallenden Feldstärken stets verschiedene Flächen. Es ändert sich also nur die Größe des Proportionalitätsfaktors, wenn auch in sehr weiten Grenzen.

Wird der Widerstand wieder positiv, so klingen in dem nunmehr gedämpften Schwingungskreis die Schwingungen fortlaufend ab. Tabelle II kann zur Erörterung dieses Falles ebenfalls angewendet werden, wenn das Vorzeichen von $R$ umgekehrt wird. Würde die Aenderung des Widerstandes absolut symmetrisch verlaufen, so würden die Schwingungen genau so abklingen, wie sie vorher zunahmen, und ebenso lange anhalten. Ist der positive Widerstand im Mittel etwas größer oder langdauernder als der negative, so klingen die Schwingungen schneller ab. Es ist wichtig, die Restamplitude der freien Schwingungen im Augenblick des Beginnens der neuen Periode zu kennen, ein Umstand, den angeblich frühere Autoren übersehen haben.

Der Verfasser unterscheidet nun verschiedene Hauptfälle. Fall a): Der positive Widerstand ist genügend groß, so daß die Restamplitude im Vergleich zur Signalstärke völlig vernachlässigt werden kann. Jede Modulationsperiode kann für sich unabhängig betrachtet werden. Fall b): Ist der positive Widerstand zu klein oder zu kurz dauernd, so klingen die Schwingungen nicht völlig ab und besitzen zu Beginn der folgenden Periode Amplituden von etwa gleicher Größenordnung wie die erzwungenen Schwingungen des Zeichens. Beide Schwingungen überlagern sich und man erhält ein neuartiges stroboskopisches Phänomen. Stimmen die Anzahl der Schwingungen, die der Empfangskreis während der Dauer der Modulationsperiode ausführte, genau mit der Anzahl der Schwingungen der einfallenden EMK überein, so verstärken sich Restschwingung und einfallende, bis schließlich der Fall der Röhrensättigung eintritt. Der allgemeinere Fall ist, daß die Zahl der Perioden nicht genau übereinstimmt. Setzen wir die Frequenz des Zeichens gleich $F$ und die der freien Schwingungen

Digitized by Google

gleich $F'$, so ergeben sich $F-F'$ Schwebungen und $\frac{F-F'}{\varphi}$ Schwebungen in der Modulationsperiode. Diese Zahl kann eine ganze Zahl $n$ sein oder besser eine Zahl $n +$ oder — einem Bruch, der kleiner als ½ ist. Setzt man dementsprechend $\frac{F-F'}{\varphi} = n \pm \frac{p}{q}$, so entstehen zwischen zwei gleichen Zeitpunkten zweier aufeinanderfolgender Modulationsperioden zwischen den freien und erzwungenen Schwingungen $n \pm p/q$ Schwebungen. Ist $p$ gleich 0, so herrscht Phasengleichheit, und es tritt derselbe Fall ein wie für $n$ gleich 0. Ist $p$ von 0 verschieden, so beträgt die Phasendifferenz $\left(\frac{p}{q}\right) 2\pi$. Die resultierende Amplitude ist also nicht immer die gleiche, sie ändert sich mit der Frequenz $f = \frac{p \cdot \varphi}{q}$. Die freien Schwingungen sind demnach (Sättigungsfall der Röhre ausgeschlossen!) mit der Frequenz $f$ moduliert. Die Anwendung der Modulationsfrequenz läßt an Stelle der reellen Schwebungszahl $F$-$F'$ eine neue Modulation von der Frequenz $f$ erscheinen, die gleich der Differenz $F$-$F'$ mal einem ganzen Vielfachen von $\varphi$ ist. Im einzelnen kann die Frequenz $f$ hörbar sein, auch wenn $F$-$F'$ es nicht ist.

Aus dem in den letzten Abschnitten Gesagten folgt, daß es nicht einzige Art von Superregeneration gibt, sondern eine unbegrenzte Zahl von verschiedenen Wirkungsweisen, die sich auf alle Stufen des einfachen Rückkoppelungsempfangs bis zur modulierten Sendung verteilen. Hieraus erklären sich die scheinbaren Widersprüche verschiedener Verfasser.

In der Hauptsache werden in der vorliegenden Arbeit nur drei völlig verschiedene praktische Empfangsarten beschrieben, deren Grenzen natürlich nicht als scharf angesehen werden dürfen. Der erste Fall (Fall A oder Telephoniesuperregeneration genannt) stellt das dar, was im allgemeinen unter Superregeneration verstanden zu werden pflegt. Die freien Schwingungen bzw. deren Endamplituden bleiben der einfallenden EMK proportional und klingen in jeder Modulationsperiode völlig aus. Der zweite Fall (Fall B oder stroboskopische Superregeneration) enthält den vorher erwähnten Fall, daß der positive Widerstand so bemessen ist, daß die freien Schwingungen nicht völlig ausklingen, und daß der Rest mit denen des Zeichens Schwebungen ergibt. Es lassen sich so mehrere Pfeifstellen erhalten, die zum Empfang ungedämpfter Telegraphie geeignet sind. Dritter Fall (Fall C oder störbefreiter Empfang) tritt ein, wenn durch die ankommende Feldstärke die freien Schwingungen regelmäßig bis zur Röhrensättigung getrieben werden können. Atmosphärische oder ähnliche Störungen können dann nur untergeordneten Einfluß haben. In den Zwichenpausen wird das Geräusch der Störungen als Rauschen hörbar, während die Zeichen selbst als geräuschfreie Stellen hervortreten. Moduliert man sie mit Tonfrequenz, so erscheint der Ton absolut rein in dem Geräuschspiegel.

Weiter wird nun der Einfluß der Wellenlängen diskutiert. Je kürzer die Welle, desto kleiner wird die Zeitkonstante, und damit wird die Wirkung der Anordnung besser. Bei zunehmender Wellenlänge wird die Zeitkonstante größer, und es gibt eine Grenze, an der selbst bei günstigster Bemessung des Kreises die Superregeneration unwirksam wird (praktisch einige 100 m Wellenlänge).

Die Empfindlichkeit einer solchen Anordnung ist praktisch wegen des enormen Anwachsens der freien Schwingungen ungeheuer. Eine Grenze ist durch die verminderte Selektivität gegeben, die dadurch bedingt wird, daß nur in sehr kurzen Zeiträumen der Widerstand faktisch 0 ist. Störungen werden durch jede äußere Störung, aber auch schon durch jede Unregelmäßigkeit in der Emission gegeben. Infolgedessen hört man im Superregenerationsempfänger fast stets ein wasserfallähnliches Rauschen, das an Stelle des äußeren Störspiegels tritt und damit die Empfindlichkeit praktisch begrenzt, während bei günstiger Bemessung der Kreise Zeichen noch aus dem äußeren Störspiegel herausgehoben werden können. Weiter werden Folgerungen für die Rückkoppelungsfrequenz und die Widerstandskurvenform gezogen und dann an oszillographischen Aufnahmen die experimentelle Bestätigung der vorliegenden Betrachtungen gezeigt.

E. Busse.

**W. Pfitzer.** Die Selbsterregungsbedingungen bei Rückkopplungsröhrensendern für sehr kurze Wellen. Elektr. Nachrichtentechnik **5**, S. 348—369, 1928, Heft 9. Aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Techn. Hochschule Dresden.

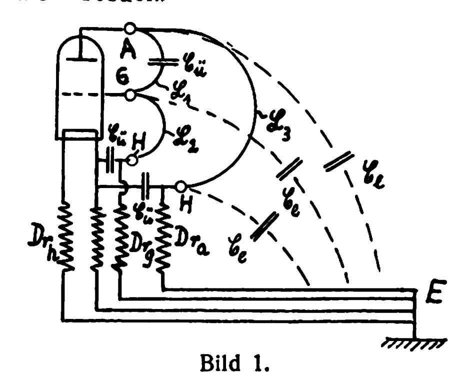



Bild 1.

Es werden die bei Röhrensendern für sehr kurze Wellen ($\lambda = 2{,}5$—6 m) tatsächlich bestehenden Schaltungen entwickelt unter Berücksichtigung der Erd-

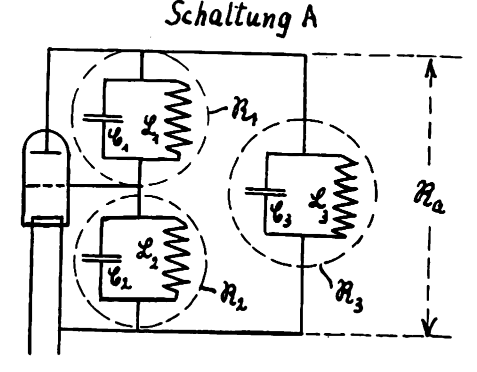



Bild 2.

kapazitäten, der Röhrenkapazitäten und der Zuleitungen innerhalb der Röhren. Um zu möglichst kurzen Wellen zu gelangen, werden an die Röhre nur Drahtbügel angeschlossen. Im allgemeinsten Fall lassen sich die drei Elektroden durch drei Bügel ver-

Digitized by Google

binden (Bild 1). Die dabei tatsächlich vorhandene Schaltung wird durch einfache Umrechnungen unter rechnerisch nachgeprüften Vernachlässigungen in eine aus drei Schwingungskreisen bestehende Spannungsteilerschaltung umgeformt (Bild 2). Durch Entfernen der Drahtbügel $L_1$ (Bild 3) oder $L_2$ und $L_3$ (Bild 4) ergeben sich die gebräuchlichen Anordnungen; Bild 3 wird vorwiegend in Gegentaktanordnung (vgl. Bild 5) benutzt, Bild 4 ist die bekannte Einröhren-Schaltung sowohl für Sender als Empfänger.

Schaltung B.

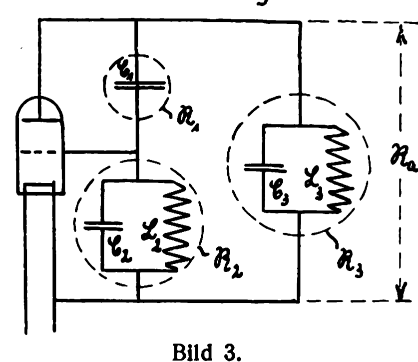


Bild 3.

Durch Messung und Rechnung wird bewiesen, daß sich in Bild 2 und 3 stets eine Eigenwelle des zweiwelligen Schwingungskreises, in Bild 4 die Eigenwelle des Kreises erregt, der sich aus den drei Teilwiderständen $\mathfrak{R}_1$ $\mathfrak{R}_2$ $\mathfrak{R}_3$ zusammensetzt. Für die Eigenwellen der mehrfach in sich verzweigten Schwingungsgebilde werden Formeln abgeleitet. Der Vergleich der Phasen

Schaltung C.

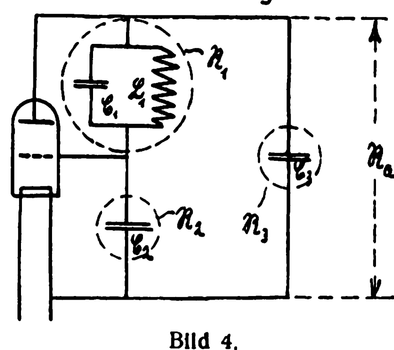


Bild 4.

von $\mathfrak{R}_1$ $\mathfrak{R}_2$ $\mathfrak{R}_3$ mit den für die Selbsterregung erforderlichen Phasen ergibt, welche der beiden Eigenwellen entsteht. Dabei kann die Schaltung in Bild 1 in zwei Zuständen schwingen: Entweder sind Teilkreis $\mathfrak{R}_1$ kapazitiv, $\mathfrak{R}_2$ $\mathfrak{R}_3$ induktiv oder $\mathfrak{R}_1$ induktiv, $\mathfrak{R}_2$ $\mathfrak{R}_3$ kapazitiv. Im ersten Fall ist die Rückkopplung induktiv, im zweiten kapazitiv. Die Sonderschaltung in Bild 3 kann nur mit induktiver Rückkopplung schwingen, weil bei ihr der Teilkreis $\mathfrak{R}_1$ nur kapazitiv sein kann, entsprechend gilt für Bild 4 nur mit kapazitiver Rückkopplung wegen der nur kapazitiven $\mathfrak{R}_2$ und $\mathfrak{R}_3$ Man kann für jede Schaltung bei gegebenen Kapazitäten unter Berücksichtigung der Selbsterregungsbedingungen Diagramme zeichnen, aus denen die für Selbsterregung erforderlichen Größen von $L_1$, $L_2$, $L_3$ im voraus zu ersehen sind. Ferner kann man aus diesen Diagrammen die Art der Rückkopplung, ob kapazitiv oder induktiv, erkennen.

Zur weiteren Untersuchung der Arbeitsweise der Sender werden die Schwingungsströme in den Drahtbügeln gemessen. Die Strommesser — Thermoelemente oder Glühlämpchen — werden mittels kleiner Drahtschleifen induktiv angekoppelt (Bild 5). Alle weiteren Ströme sowie die Spannungen an $\mathfrak{R}_1$ $\mathfrak{R}_2$ $\mathfrak{R}_3$ (Gitter- und Anodenwechselspannung), Rückkopplungsfaktor und Anodenwechselwiderstand lassen sich mit Hilfe der bekannten Widerstände der Röhrenkapazitäten und der Drahtbügelinduktivitäten bestimmen. Der Dämpfungswiderstand des Senders — zum größten Teil Strahlung der Drahtbügel — wird durch Aufnahme von Resonanzkurven bei nicht geheizter Röhre ermittelt. Die Ströme haben bei bestimmten Größen der Drahtbügel, wobei $L_1$, $L_2$ und $L_3$

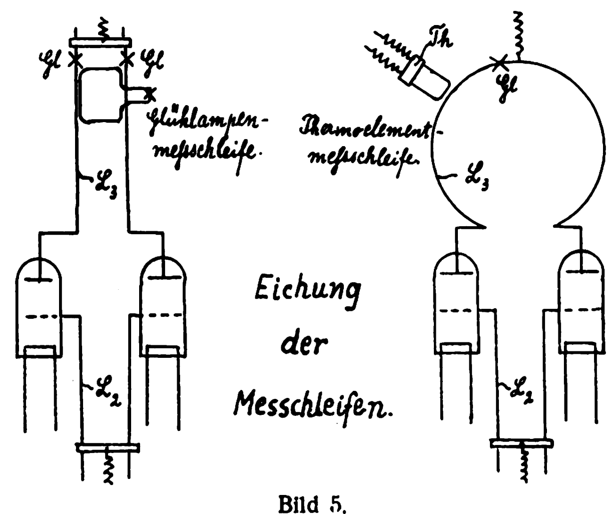



Bild 5.

in bestimmten Verhältnissen zueinander stehen müssen, ein Maximum, für welches der berechnete Anodenwechselwiderstand $\mathfrak{R}_a$ gerade gleich dem durch die Betriebsbedingungen festgelegten Grenzanodenwiderstand $\mathfrak{R}_{gr}$ wird. Für sehr kleine $L_1$, $L_2$, $L_3$ ist $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ nicht mehr zu bekommen, d. h. die Hauptschwierigkeit bei der Erzeugung möglichst kleiner Wellenlängen wird durch Eintritt des unterspannten Zustandes verursacht. Infolge der unveränderlichen Röhrenkapazitäten wird das Verhältnis zwischen $L$ und $C$ zu ungünstig. Bei induktiver Rückkopplung ($\mathfrak{R}_1$ kapazitiv, $\mathfrak{R}_2$ $\mathfrak{R}_3$ induktiv) sitzt die Schwingungsenergie größtenteils in den Teilkreisen $\mathfrak{R}_2$ und $\mathfrak{R}_3$, bei kapazitiver Rückkopplung ($\mathfrak{R}_1$ induktiv, $\mathfrak{R}_2$ $\mathfrak{R}_3$ kapazitiv) in $\mathfrak{R}_1$. Praktische Bedeutung haben nur die Schaltungen in Bild 3 und 4.

Vergleichsmessungen in ganz gleichen Schaltungen mit denselben Röhren bei 100- und mehrfacher Wellenlänge stimmen mit den Kurzwellenmessungen völlig überein. Die bekannten Selbsterregungsgesetze haben für die untersuchten Kurzwellen also volle Gültigkeit, wenn im Gegensatz zu langen Wellen die Strahlungsdämpfung der Sender berücksichtigt wird.

Schließlich wird der Einfluß der Elektronenlaufzeit auf die Selbsterregung erörtert, der jedoch erst bei $\lambda < 2{,}5$ m merklich zu werden scheint.

**G. W. Pickard.** (The Wireless Speciality Apparatus Co., Boston Mass.) Ueber die Beziehungen der Empfangsintensität zu Lufttemperatur und Luftdruck. (Sorme correlations of radio reception with atmospheric tem-

Digitized by Google

perature and pressure.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 765—772, 1928.

Der Verfasser hat über einen längeren Zeitraum in Newton Centre (Mass.) die Intensität des Nachtempfangs von zwei Rundfunkstationen, einer in Chicago, einer anderen in Passadena (Kalifornien) gemessen. Er hat dann die prozentische Abweichung der Intensität in irgendeiner Nacht von dem Mittelwert über 27 Tage (d. h. 13½ Tage vor und 13½ Tage nach der betreffenden Nacht) berechnet, um den Einfluß der Sonnentätigkeit mit ihrer Periode von 27 Tagen auszuschalten. Vergleicht man diese prozentischen Abweichungen mit der mittleren Lufttemperatur am Empfangsort während der betreffenden Nacht, so findet man eine Beziehung derart, daß einer hohen Temperatur im allgemeinen eine hohe Empfangsintensität entspricht. Das ist genau das Gegenteil von dem, was L. W. Austin und I. J. Wymore (vgl. ds. Jahrb. **29,** S. 132, 1927) für den Tagempfang finden.

Auch eine Beziehung zwischen Luftdruck und Intensität des Nachtempfangs stellte sich heraus derart, daß die Empfangsintensität anwuchs, wenn ein Tiefdruckgebiet über die Empfangsstation wanderte.

Der Verfasser betont am Schluß, daß er natürlich diese Beziehungen nicht als solche von Ursache und Wirkung auffaßt, da nicht einzusehen ist, wie Lufttemperatur oder Luftdruck direkt die Empfangsintensität beeinflussen könnte. J. Zenneck.

**W. A. Schneider.** Oszillographische Aufnahme von Röhrencharakteristiken. (Use of an oszillograph for recording vacuum-tube characteristics.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 674 bis 680, 1928.

Zur Aufnahme, z. B. der Relais-Charakteristik ($i_a \perp e_g$), ist ein Siemensscher Oszillograph benützt worden, dessen Schleife der Anodenstrom zugeführt wird und dessen Lichtzeiger eine rotierende Trommel mit photographischem Papier trifft, so, daß die Abblendung senkrecht zur Bewegung der Trommel wird. Die Gitterspannung wird einer sinusförmigen Spannungsquelle entnommen, so daß sie in der Nähe des Durchgangs durch Null der Zeit proportional wird.

Die Abhandlung gibt eine Reihe von Beispielen, besonders solche für verhältnismäßig hohe Gitterspannungen. J. Zenneck.

**R. T. Beatty.** Die Stabilität eines Röhrenverstärkers mit abgestimmten Kreisen und Rückkopplung. (The stability of a valve amplifier with tuned circuits and internal reaction.) Proc. Phys. Soc. London, **40,** S. 261—268, 1928.

Eingangs-, Ausgangs- und Zwischenkreise sind abgestimmt. Die Rückkopplung erfolgt nur durch die Gitteranoden-Kapazität jeder Röhre. Es werden die Gleichungen für die Stabilität des Verstärkers aufgestellt, außerdem wird noch eine graphische Darstellung gegeben, aus der man nach Einsetzen der einzelnen Größen sofort entnehmen kann, ob die Verhältnisse stabil bleiben, wenn man 1, 2, 3 oder ∞ viele Röhren verwendet. Einzelheiten müssen im Original nachgelesen werden. Aehnliche Darstellungen sind gegeben von Posthumus. Tydschrift Nederl. Radiogenootsch. **3,** S. 106—112, 192 und Hull, Phys. Rev. **27,** S. 432—454, 1926.

E. Lübcke.

# Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten.)

**Handwörterbuch des Elektrischen Fernmeldewesens.** Hrgg. von Dr. ing. E. h. Ernst Feyerabend, Staatssekretär im Reichspostministerium; Dr. rer. pol. Hugo Heidecker, Oberpostrat im Reichspostministerium; Prof. Dr. phil. Franz Breisig, Abteilungsdirigent im Reichspostministerium; August Kruckow, Präsident des Reichspostzentralamtes. Erster Band A—K, VII u. 830 S., mit 1319 Abb., gr. 8°; 2. Band L—Z. IV u. 903 S., mit 1450 Abb. Berlin 1929, Verlag von Julius Springer. Geb. RM. 192.—.

**Handbuch der Experimentalphysik.** Hrgg. von W. Wien u. F. Harms. Unter Mitarbeit von H. Lenz. Band 13, 2. Teil. — **Physik der Glühelektroden.** Von Prof. Dr. W. Schottky u. Dr. Ing. H. Rothe. — **Herstellung der Glühelektroden.** Von Dr. rer. techn. H. Simon. — **Technische Elektronenröhren und ihre Verwendung.** Von Dr. Ing. H. Rothe. X u. 492 S. mit 179 Abb., 8°. Leipzig 1928, Akademische Verlags-Gesellschaft m. b. H. Geh. RM. 44.—, geb. RM. 46.—.

**Verstärkermeßtechnik.** Instrumente und Methoden. Von Manfred von Ardenne. Unter Mitarbeit von Wolfgang Stoff und Fritz Gabriel. Mit einem Geleitwort von Professor Dr. M. Pirani. VII u. 235 S. mit 246 Abb., 8°. Berlin 1929, Verlag von Julius Springer. Geh. RM. 22,50, geb. RM. 24.—.

**Données Numériques de Radioélectricité.** Von R. Mesny, Professeur d' Hydrographie de la Marine. Directeur de Laboratoire national de radioélectricité. Extrait du Vol. VI des Tables Annuelles de Constants (1923—1924). VII u. 26 S. mit 39 Abb., 4°. Paris 1928. Verlag Gauthier, Villars & Cie. Geh. Fr. 15.—, geb. Fr. 30.—.

**The Physical Principles of Wireless.** Von J. A. Ratcliff. Band 3 von Methuens Monographs on Physical Subjects. 104 S. mit 37 Abb., kl. 8°. London 1929, Methuen & Co. Ltd.

**Die Beseitigung der Funkempfangsstörungen.** Von Postrat Dipl.-Ing. Ferd. Eppen. Eine praktische Anleitung. Aus der Fachschriftenreihe des „Funk", Band 1. Mit einem Geleitwort von Dr. Bredow. Rundfunkkommissar des Reichspostministeriums. 31 S. mit 14 Textabbildungen. Berlin 1928, Weidmannsche Buchhandlung. Geh. RM. 0,60.

**Wie schütze ich mich vor Störungen?** Von Gustav Büscher. 35 S. mit 48 Abb. Berlin 1929, Verlag von Hermann Reckendorf, G. m. b. H. Geh. RM. 0,50.



**Winke für den Antennenbau.** Von Edmund Roß-mann. Mit Anhang Antennenrecht von Dr. A. Kreydte. 55 S. mit 50 Abb. Berlin 1929, Verlag von Hermann Reckendorf, G. m. b. H. Geh. RM. 0,50.

**Bildfunk und Rundfunkhörer.** Von Dipl.-Ing. Wolfgang Federmann. 60 S. mit 48 Abb. Berlin 1929, Verlag von Hermann Reckendorf, G. m. b. H. Geh. RM. 0,50.

**Die Elektronenröhre und ihre Anwendung in der Funktechnik.** Von Albrecht Forstmann. 55 S. mit 56 Abb. Berlin 1929, Verlag von Hermann Reckendorf, G. m. b. H. Geh. RM. 0,50.

**Universal-Schaltungsbuch.** Von Joachim Winkelmann, 50 Neue und grundlegende Schaltungen vom einfachen Audion bis zum modernsten Vielröhren-Gerät. Deutsche Radio-Bücherei Bd. 3. 2. verbesserte und erweiterte Auflage. 56 S. mit 68 Abb., kl. 8°. Berlin 1929, Deutsch-Literarisches Institut. Geh. RM. 1,50.

**Fünf Hochleistungs-Empfänger.** Von Joachim Winckelmann. Mit vollständigen Bauanweisungen und Schaltbildern. Deutsche Radio-Bücherei, Bd. 4. 49 S. mit 16 Abb., kl. 8°. Geh. RM. 1,50. Dazu 4 Baupläne in natürlicher Größe Nr. 41—44, je RM. 1.—. Berlin 1929, Deutsch-Literarisches Institut.

**Vier Röhren-Schirmgitter-Jowidyne.** Von Joachim Winckelmann. Ausführliche Bauanweisung mit einem Bauplan in natürlicher Größe. Radiotechnische Sammlung, Bd. 6. 16 S. mit 10 Abb., kl. 8°. Berlin 1929, Deutsch-Literarisches Institut. Geh. RM. 1,50.

**Der „Be"-Kurzwellenempfänger für Kurzwellen- und Rundfunkempfang.** Von Walter Ziebarth. Ausführliche Bauanweisung mit einem Bauplan in natürlicher Größe. Radiotechnische Sammlung, Bd. 4. 15 S. mit 4 Abb., kl. 8°. Berlin 1929, Deutsch-Literarisches Institut. Geh. RM. 1,50.

**Der Deli-Sinus-Drei.** Dreiröhren-Lichtnetz-Lautsprecher-Empfänger für Wechselstrom. Von Erich Schwandt. Ausführliche Bauanweisung mit einem Bauplan in natürlicher Größe. Radiotechnische Sammlung, Bd. 5. 15 S. mit 8 Abb., kl. 8°. Berlin 1929, Deutsch-Literarisches Institut. Geh. RM. 1,50.

**Radio-Literatur.** Spezialkatalog Nr. 6, Jahrgang 1929, Merian-Verlag, München.

# Bücherbesprechungen.

**Die Technik elektrischer Meßgeräte.** Von Dr.-Ing. Georg Keinath, Direktor im Wernerwerk der Siemens- und Halske-A.-G., Honorarprofessor an der Techn. Hochschule Charlottenburg. 3. vollständig umgearbeitete Auflage. Band I: Meßgeräte und Zubehör. 620 S., 561 Abb., Gr. 8°. 1928. Broschiert M. 33.—; in Leinen gebunden M. 35.—. Band II: Meßverfahren: 424 S., 374 Abb., Gr. 8°. 1928. Broschiert M. 22.50; in Leinen geb. M. 24.50. Verlag R. Oldenbourg, München.

Inhalt Bd. I: Allgem. Eigenschaften elektrischer Meßgeräte. — Baustoffe für elektr. Meßgeräte. — Beschreibung der Meßwerke. — Schreibende Meßgeräte. — Zubehör für Meßgeräte. — Namen- und Sachverzeichnis.

Inhalt Bd. II: Spannungsmessung. — Strommessung. — Leistungsmessung. — Leistungsfaktormessung. — Frequenzmessung. — Synchronisiergeräte. — Fernmessung. — Messung von Widerständen. — Messung von Kapazitäten. — Messung von Induktivitäten. — Messung von Geschwindigkeiten. — Zeitmessung. — Weg- und Längenmessung. — Beschleunigungsmessung. — Druckmessung. — Magnetische Messungen. — Anhang: 1. Regeln für die Berechnung und Prüfung von Meßgeräten, 2. Regeln für Bewertung und Prüfung von Meßwandlern. — Sachregister.

Die 3. Auflage des Werkes von Keinath ist gegenüber den beiden vorhergehenden vollständig umgearbeitet worden. Die Bereicherung des Inhaltes machte eine Verteilung auf zwei Bände notwendig. Der erste Band enthält die Beschreibung der Meßgeräte und ihrer konstruktiven Grundlagen, der zweite Band behandelt die Meßverfahren.

Die Ausführungen setzen sich zum Ziel, dem Physiker und Ingenieur diejenigen Kenntnisse zu vermitteln, die zum praktischen Gebrauch eines Meßgerätes notwendig sind. Doch begnügt sich Keinath nicht mit der Beschreibung der Konstruktion, des Anwendungsbereiches und der besonderen Eigenschaften eines fertigen Meßgerätes, sondern macht ausführliche Angaben über die Baustoffe, über die Konstruktionselemente und vor allem über die Fehlerquellen und Genauigkeitsgrenzen. Denn die beste Ausnützung ist auch bei einem fertigen Gerät nur möglich, wenn der Gebraucher dasselbe nicht als ein fertiges Gebilde einfach hinnimmt, sondern durch das Wissen um die Entstehungsgeschichte eine persönliche Einstellung zu ihm gewonnen hat.

Da bei der Auswahl des Stoffes in erster Linie die Bedürfnisse der allgemeinen Elektrotechnik berücksichtigt wurden, so mußten Geräte und Meßverfahren, die nur in der Hochfrequenztechnik Anwendung finden, gegenüber solchen der Niederfrequenztechnik zurücktreten. Doch sind die wichtigsten Geräte und Meßverfahren der Hochfrequenztechnik behandelt, darunter auch ausführlicher der Kathodenstrahloszillograph.

Besonders hervorzuheben ist die klare Form der Darstellung und die übersichtliche Einteilung des Stoffes, welche ein rasches Auffinden von Einzelheiten ermöglicht. Druck und Wiedergabe der Abbildungen sind vorzüglich. Bei den Bildern von Geräten wäre es mitunter wünschenswert, wenn durch Angabe des Maßstabes die wahre Größe kenntlich gemacht würde.

Das Werk von Keinath dürfte für jeden praktisch tätigen Physiker eine unentbehrliche Ergänzung zu den bekannten Büchern von Kohlrausch und von Jäger bilden. Während die letzteren vor allem laboratoriumsmäßige und Präzisions-Meßverfahren, sowie die theoretischen Grundlagen der Meßverfahren enthalten, bekommt man aus dem vorliegenden Werk Aufschluß über die fertigen Geräte, auf die ja heute kein Laboratorium mehr verzichten kann, vor

Digitized by Google

allem nachdem die Genauigkeit der „technischen" Meßgeräte in vielen Fällen diejenige der umständlichen klassischen Laboratoriumsanordnungen erreicht hat. Dazu kommt, daß durch die erwähnte eingehende Form der Darstellung auch für den Entwurf neuer Geräte wichtige Unterlagen gegeben sind. Der reiche Inhalt macht das Buch auch für Lehrzwecke wertvoll und möge fortgeschrittenen Studierenden empfohlen werden.

E. Mauz.

**Vorlesungen über Elektrizität.** Von Prof. Dr. A. Eichenwald. VIII und 664 S. mit 640 Abb., 8°. Berlin 1928. Verlag Julius Springer. Geh. RM. 36.—, geb. RM. 37.50.

An deutschen Lehrbüchern, die als Einführung in die Elektrizitätslehre dienen können, besteht kein Ueberfluß. Es ist deshalb zu begrüßen, daß das in russischer Sprache schon in fünf Auflagen erschienene Buch von A. Eichenwald in vollständig umgearbeiteter Form auch den deutschen Studierenden zugänglich gemacht wird. — Das dem Andenken Ferdinand Brauns, des akademischen Lehrers von Eichenwald, gewidmete Buch bewältigt in drei Hauptteilen den umfangreichen Stoff. Im ersten Teil, betitelt „Das elektromagnetische Feld", werden die Grundtatsachen der Elektrizitätslehre behandelt. In vier Unterteilen wird die Elektrostatik, der konstante elektrische Strom, der Magnetismus und der Elektromagnetismus dargestellt, wobei Feldtheorie und Fernwirkungstheorie nebeneinander herlaufen. In einem den ersten Teil beschließenden Abschnitt finden wir die Faraday-Maxwellschen Ideen, Zug- und Druckspannungen, Verschiebungs- und Konvektionsströme und ihre magnetischen Wirkungen, die Versuche von Röntgen, Rowland und Eichenwald und in elementarer Weise die Maxwellschen Gleichungen mit den Konsequenzen für die Ausbreitung des elektromagnetischen Feldes in recht anschaulicher Form entwickelt. — Der zweite Teil „Elektronen" ist der Besprechung der atomistischen Struktur der Elektrizität gewidmet. Nach einem Exkurs in die Gaskinetik wird die Elektrolyse, die Elektrizitätsleitung in Gasen, die Radioaktivität und in kurzen Zügen die Elektronentheorie behandelt. — Im dritten Teile finden die Wechselströme, elektrische Schwingungen und Wellen ihre Behandlung. Hervorgehoben sei, daß, wie im ganzen Buch überhaupt, gerade hier besonders auch auf Meßmethoden und Meßtechnik näher eingegangen wird. Die Darstellung ist überaus klar und das Figurenmaterial fast durchweg ausgezeichnet. — In einem Kapitel „Elektromagnetische Atomstrahlung" werden die heutigen Anschauungen über Strahlung entwickelt, ein kurzer Abriß über die Quantentheorie beschließt das Werk, dem als Anhang eine kurze, einfache Behandlung der Maxwellschen Theorie beigegeben ist.

Ein gewissenhafter Referent darf, nachdem er alles Lobenswerte gesagt hat, nicht verschweigen, wo Mängel sind. Es sind im vorliegenden Fall meist nur solche äußerlicher Art und betreffen die im Deutschen allzu lässig wirkende phonetische Wiedergabe von Eigennamen, die in russischen Werken vielfach gebraucht wird. Gerade ein wissenschaftlich einführendes Werk soll dem jungen Studenten doch auch die Namen derer im richtigen Gewand vermitteln, die wesentlichen Anteil an dem Bau des wissenschaftlichen Gebäudes genommen haben. Beckerell, J. Frank, M. Plank, Poggendorf, Millican und andere Schreibarten sind für den deutschen Leser unannehmbar; der Name Blondlot tritt auf S. 542 sogar in den Abarten Boldlot und Blodlot auf, hier offenbar nur aus Versehen. Diese, wie zahlreiche andere Druckfehler lassen sich aber beheben und werden durch die anderen Vorzüge des Buches wettgemacht.

K. W. Meißner.

**Französischer Sprachführer für den Fernsprechweitverkehr.** Von Albert Lang, Band III der Einzeldarstellungen aus der elektrischen Nachrichtentechnik, VIII u. 120 S., 8°. Weidmannsche Buchhandlung, Berlin, 1928, biegsamer Leinenband, M. 9—.

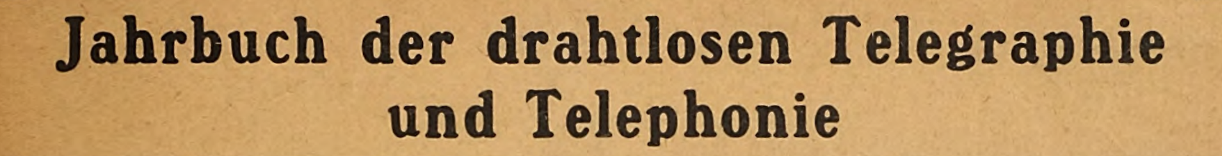
Bei öffentlichen Ferngesprächen nach fremden Ländern, sei es über Draht, sei es drahtlos, muß die Vermittlung der Gespräche und die Ueberwachung der Verständlichkeit von den Beamten der zuständigen Verwaltungen oder Gesellschaften besorgt werden. Wenn ein Teilnehmer oder Beamter die Sprache seines Gegenübers nicht genügend versteht, ist es zwar nicht vorgeschrieben, aber üblich, sich des Französischen zu bedienen. Daraus entsteht der Wunsch nach einem Sprachführer. Der Besitz eines technischen Wörterbuches allein genügt nicht, denn da, wo jede Gesprächsminute hohe Kosten verursacht, darf man nicht einzelne Wörter stottern, sondern muß in klaren Sätzen sagen, was man will. Ein Buch wie das vorliegende, das im ersten Drittel 549 Redewendungen, Fragen, Antworten usw., im zweiten Drittel ein deutsch-französisches und im dritten ein französisch-deutsches Wörterverzeichnis bringt, wird daher von jedem Fernverkehrsbeamten, jedem Ingenieur, der Fernsprechanlagen nach fremden Ländern baut oder instandsetzt, und jedem Teilnehmer, der häufig Ferngespräche nach fremden Ländern führt, freudig begrüßt werden, weil es den Verkehr mit den fremden Beamten erleichtert.

Das Buch ist sprachlich nach allen bis jetzt vorgenommenen Stichproben einwandfrei; allerdings sind einige Fachausdrücke inzwischen durch Beschlüsse des C. C. J. (Comité consultatif international de la téléphonie à grande distance) amtlich geändert worden. Leider hat der Verfasser, trotzdem er im Vorwort den Funktelephonieverkehr ausdrücklich mit in den Fernsprechweitverkehr einbeziehen will, im Inhalt des Buches den Funkverkehr nicht berücksichtigt. Da die Funktelephonie nach Inseln oder Schiffen oder Eisenbahnzügen fast immer im Anschluß an Fernsprechkabel und -ämter erfolgt, so kommt der vorliegende Sprachführer auch dafür in Frage. Es wäre ein leichtes, daher auch noch die Fachausdrücke der Funktelephonie einzubeziehen, und es würde den Umfang kaum vergrößern, weil die Funkbetriebsredewendungen weitgehend dieselben wie bei der Drahttelephonie sind; dafür könnten Wörter wie Sache: chose, sagen: dire, im Wörterverzeichnis wegfallen. Eine Tafel der französischen Zahlen mit ihrer amtlichen Aussprache sowie ein französisches Buchstabieralphabet aus Vornamen können vielleicht noch nachgeliefert werden.

Hch. Pauli.

Digitized by Google

Band 33 Mai 1929 Heft 5


Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

**Gegründet 1907**

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. . W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

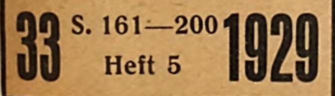
Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9




33 S. 161—200 Heft 5 1929

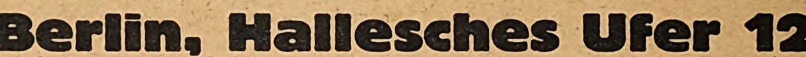
*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*


Digitized by Google




# Telefunken

**Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.**



**Berlin, Hallesches Ufer 12**




**liefert alle für drahtlose Telegraphie und Telephonie erforderlichen Geräte entsprechend dem neuesten Stand der Technik**

**Vollständige Sende- und Empfangsanlagen jeder Reichweite für den Nachrichten- und Sicherungsdienst im Land-, See- und Luftverkehr**

**Funkpeilanlagen und Navigationssender**

**Einrichtungen für Telephonie längs Hochspannungsleitungen mittels Hochfrequenz**

**Rundfunksender jeder Leistung**

**Sende-, Verstärker- und Gleichrichter-Röhren**

**Empfänger und Röhren für den Rundfunk**






Schon zwei Jahre nach der Gründung war die Präzisions-Werkstätte Eugen Hartmanns zu klein. Der Betrieb war gewachsen, — in Würzburg wurde 1881 ein eigenes Fabrikgebäude außerhalb des Stadtrings bezogen. Dank der Beteiligung des Kaufmanns W. Braun konnten Versuche in stärkerem Umfang fortgeführt und Meßgeräte für Wissenschaft und Technik in stets wachsender Zahl geliefert werden, so daß auch diese Arbeitsstätte bald zu klein wurde.

# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT A M**




Digitized by Google

Band 33 Mai 1929 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Beitrag zur Beschreibung des Interferenzgebietes in der Nähe von Empfangs-Antennen.

Von **Max Dieckmann**, Gräfelfing.

**Inhaltsübersicht:**

1. Leiter im elektromagnetischen Strahlungsfeld.
2. Wellenausbreitung in der Aequatorialebene.
3. Beschreibung der Modelle von Momentanzuständen des Interferenzfeldes ohne Berücksichtigung einer Abnahme der sekundären Feldstärken mit dem Abstand.
4. Fortschreitende und stehende Minimumsparabeln.
5. Beschreibung des Modelles für den zeitlichen Mittelwert des besprochenen Interferenzfeldes.
6. Begründung des Vorteiles der Höhenschichtendarstellung von elektromagnetischen Interferenzfeldern.
7. Höhenschichtendarstellung vom Momentanzustand und vom zeitlichen Mittelwert von Interferenzfeldern unter Berücksichtigung einer mit $\frac{1}{r}$ erfolgenden Abnahme der sekundären Feldstärken.

1. Wenn man eine Leiteranordnung in das Strahlungsfeld eines Senders bringt, so wird in der Umgebung dieser Leiteranordnung das ursprüngliche Feld gestört. Je nach der Gestalt des Leiters, seiner Orientierung im Feld, seinen Widerstandsverhältnissen und seinen Abmessungen in Bezug auf die Wellenlänge der Strahlung werden die Erscheinungen der Reflexion, Beugung, Absorption und Sekundärstrahlung modifiziert auftreten und eine für das betrachtete Leitergebilde und die verwendete Wellenlänge charakteristische Aenderung des Feldverlaufes hervorrufen.

In Ergänzung der großen Anzahl von Untersuchungen, die seit Hertz' und Rhigi's Zeiten über dies Gebiet angestellt sind, wurden auf der Gräfelfinger Versuchsstation von mehreren Bearbeitern Feldauswertungen für eine Reihe von besonderen Fällen durchgeführt, die zum Teil kurz vor der Veröffentlichung stehen.

Ich habe aus Anlaß dieser Bearbeitungen einige einfache Modelle und Zeichnungen hergestellt, welche

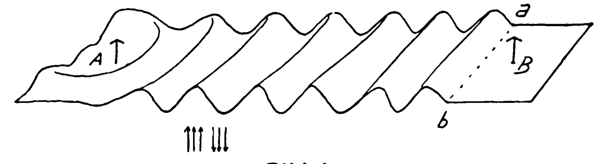



Bild 1.

die Verhältnisse der Sekundärstrahlung eines auf die Wellenlänge abgestimmten, widerstandsfreien Resonators unter besonders vereinfachten Annahmen darstellen und möchte die Bilder dieser Modelle mit einigen kurzen Bemerkungen im folgenden wiedergeben.

2. In Bild 1 ist die Wellenausbreitung in der Aequatorialebene eines ungedämpft strahlenden Senders *A* ohne Rücksicht darauf, daß die Amplituden mit dem Abstand kleiner werden, derart dargestellt, daß die magnetischen Induktionslinien, welche den

Digitized by Google

von oben betrachteten Sender im Zeigersinn umgeben, als Berge, diejenigen, welche ihn im Gegenzeigersinn umschließen, als Täler wiedergegeben sind.

In dem betrachteten Augenblick — es handelt sich ja gewissermaßen um eine Momentaufnahme — sei

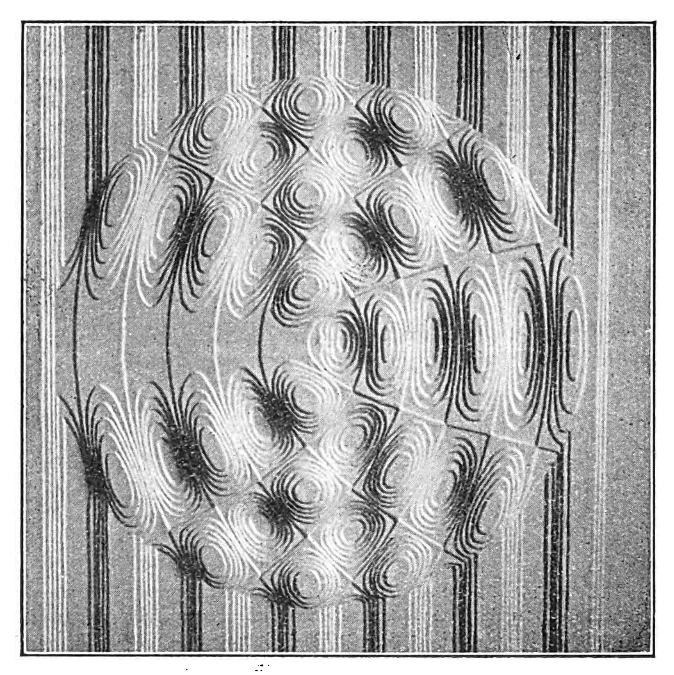


Bild 2.
Modell für den Zeitpunkt $\frac{\tau}{8}$ vor Passieren eines Wellenberges.

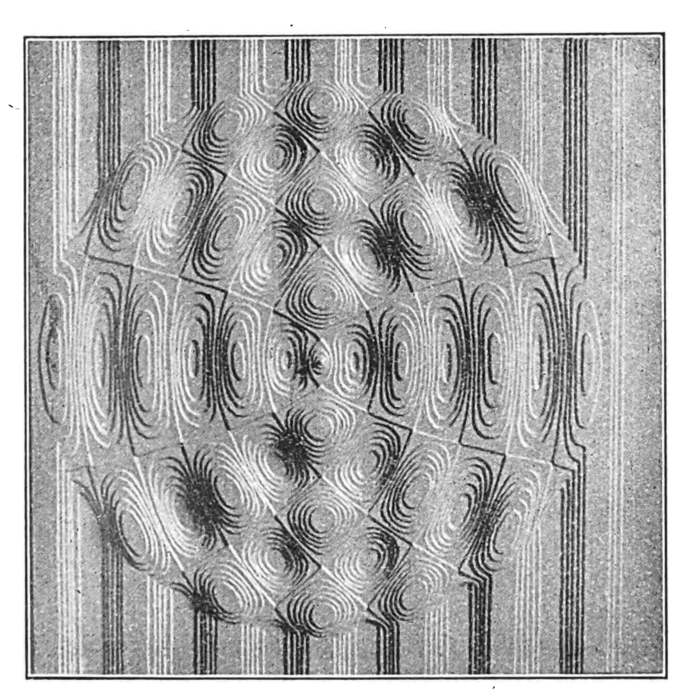


Bild 3.
Modell für den Zeitpunkt des Passierens eines Wellenberges.

die in größerer Entfernung vom Sender auf kurze Strecken als geradlinig anzunehmende Wellenfront bis $a\,b$ gelangt und hat den bei $B$ befindlichen vertikalen, abgestimmten und widerstandsfreien Resonator gerade noch nicht erreicht.

Nach Zeitablauf einiger Schwingungsdauern, wenn die Wellenfront über $B$ hinweggegangen ist und $B$ nun infolge der Primärerregung von $A$ schwingt, wird $B$ eine Sekundärstrahlung aussenden, deren Magnetfelder sich — genau wie um den Primärsender $A$ — kreisförmig in der Aequatorialebene, jetzt um $B$ als Zentrum, ausbreiten. Zwischen den Primärwellen

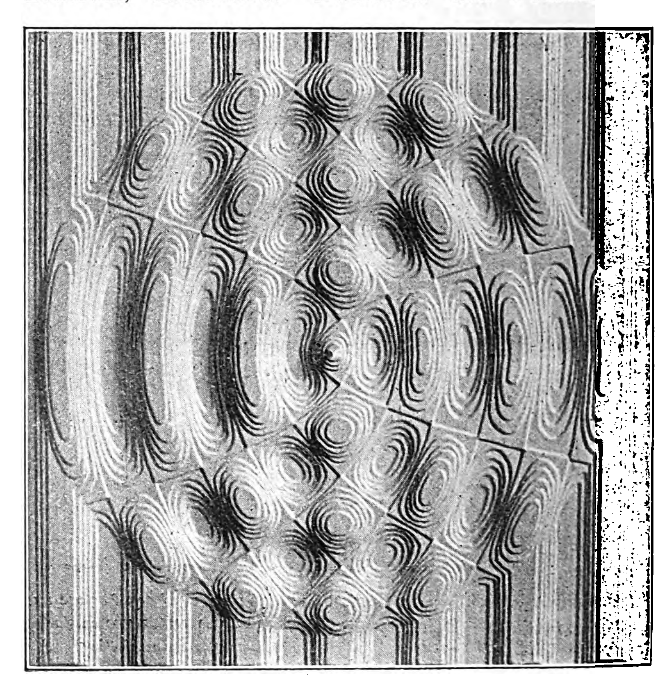


Bild 4.
Modell für den Zeitpunkt $\frac{\tau}{8}$ nach Passieren eines Wellenberges.

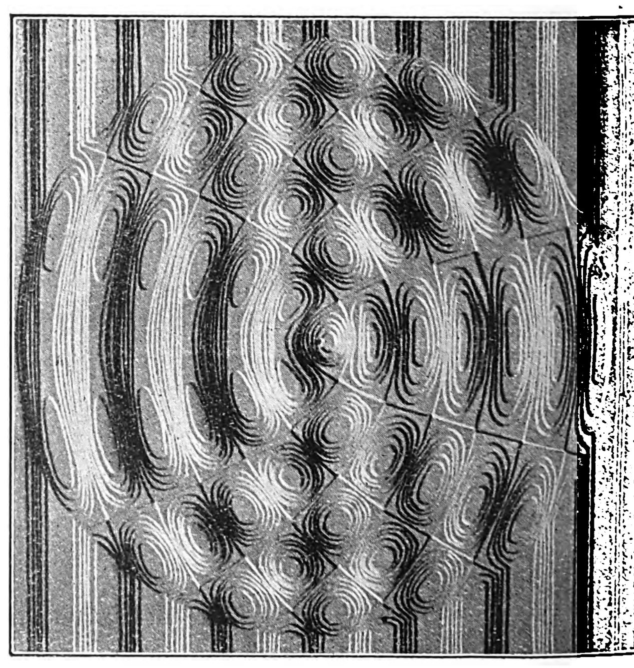


Bild 5.
Modell für den Zeitpunkt $\frac{\tau}{4}$ nach Passieren eines Wellenberges.

und den von ihnen erzeugten Sekundärwellen besteht eine Phasenverschiebung von 90°, und zwar derart, daß in Richtung von $A$ über $B$ hinaus die Sekundärwellen um diesen Betrag den Primärwellen nacheilen.

Wenn man wieder die vereinfachende Annahme macht, daß die Amplituden der Sekundärwellen mit


Digitized by Google

Vergrößerung des Abstandes von $B$ nicht abnehmen und daß sie gerade so groß sind als die Amplituden der Primärwellen, dann lassen sich beliebige Augenblicksbilder des resultierenden Wellenverlaufes ganz besonders einfach berechnen oder konstruieren.

3. In den Bildern 2—5 sind die Lichtbilder einiger Modelle wiedergegeben, welche um ein Achtel Schwingungsdauer hintereinander liegende Schwingungszustände in Höhenschichtendarstellung zeigen.

Der Sender $A$ ist in großer Entfernung links vom Modell angenommen, und der von ihm herrührende primäre, geradlinige Wellenzug schreitet mit einem Wellenberg als Front nach rechts weiter. In Bild 2 ist diese Frontwelle noch ziemlich weit vom rechten Bildrand entfernt. Bei jedem folgenden Bild ist sie um ein Achtel der Wellenlänge nach rechts weitergewandert und hat bei Bild 5 nur noch einen kleinen Abstand bis zum Bildrand.

Der Resonator $B$ ist ungefähr in der Mitte der Bilder als kleine spitze Erhöhung kenntlich gemacht. Er ist der Mittelpunkt der kreisförmig nach außen wandernden Sekundärwellen, die sich den Primärwellen überlagern. In demselben Maße, wie die Primärwellen nach rechts wandern, weiten sich die Kreise der Sekundärwellen. In Bild 2 ist der Durchmesser der kreisförmigen sekundären Frontwelle noch wesentlich kleiner als nach 3/8 Schwingungsdauer in Bild 5.

Dort, wo sich ein Wellenberg des Primärfeldes mit einem Wellenberg des Sekundärfeldes überlagert, zeigt das resultierende Feld die größten Erhebungen. Entsprechend sind die negativen Maximalamplituden dort vorhanden, wo die Wellentäler beider Felder sich überlagern. An den Stellen, an welchen ein Wellenberg des einen Feldes mit einem Wellental des anderen Feldes zusammentrifft, subtrahieren sich die Wirkungen und ergeben — bei der im betrachteten Falle angenommenen Gleichheit beider Felder — den Wert Null; anderenfalls würden hier Minimalwerte der Feldstärke auftreten.

4. Verfolgt man die Lage dieser Null- oder Minimumstellen, so ergibt sich, daß sie zwei verschiedene Systeme von Parabelscharen bilden, deren gemeinsamer Brennpunkt der Fußpunkt des Resonators ist.

Die eine dieser Parabelscharen ist in der Richtung zum Sender hin offen. Diese Parabeln ändern ihre Lage und Form von Augenblick zu Augenblick. Sie wandern, sich ständig erweiternd, in der Ausbreitungsrichtung der Primärwellen weiter. Wir bezeichnen sie deshalb als „f o r t s c h r e i t e n d e M i n i m u m s p a r a b e l n".

Jedesmal, wenn die jeweils innerste dieser Parabeln so gewachsen ist, daß ihr Parameter den Wert $1\lambda$ erreicht, bildet sich auf der Verbindungslinie Sender—Empfänger eine neue aus. In Bild 2 hat die innere Parabel gerade den Parameterwert $\lambda$ erreicht; auf der Verbindungslinie Sender—Empfänger hat das Feld überall den Wert Null. In Bild 3, das ja einen um 1/8 Schwingungsdauer späteren Feldzustand darstellt, hat sich diese Gerade zu einer Parabel vom Parameter $\frac{\lambda}{4}$ umgestaltet. In Bild 5 breitet sich durch Verflachung der Täler und Berge auf der Verbindungslinie Sender—Empfänger wieder der Feldwert Null vor. Nach einem weiteren Achtel Schwingungsdauer würde der Feldverlauf von Bild 2 herrschen, nur mit dem Unterschied, daß die Täler sich in Berge, die Berge sich in Täler verwandelt haben.

Die andere Parabelschar ist in Richtung vom Sender weg offen. Diese Parabeln verändern weder ihre Gestalt noch Lage. Wir bezeichnen sie deshalb als Schar der „s t e h e n d e n M i n i m u m s p a r a b e l n".

Die Parameter dieser Schar sind von innen nach außen $\frac{\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}, \frac{9\lambda}{4}$, usf. immer um $\lambda$ steigend. Die Schnittpunkte dieser stehenden Minimumsparabeln mit der Verbindungslinie Sender—Empfänger sind die

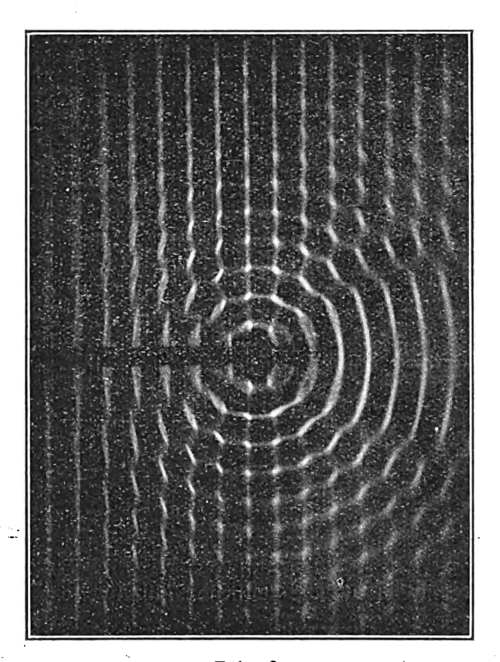


**Bild 6.**
**Momentaufnahme von Wasserwellen.**

Knotenpunkte der s t e h e n d e n W e l l e n, welche sich vor dem Resonator durch Interferenz zwischen den Primärwellen, die sich vom Sender weg, und den Sekundärwellen, die sich auf den Sender zu bewegen, ausbilden. Die Abstände der Knotenstellen dieser stehenden Wellen — gleichzeitig der Scheitelpunkte der stehenden Minimumsparabeln — sind vom Resonator aus gemessen $\frac{\lambda}{8}, \frac{5\lambda}{8}, \frac{9\lambda}{8}$, usf. immer um $\frac{4\lambda}{8} = \frac{\lambda}{2}$ steigend. Die dazwischenliegenden Schwingungsbäuche haben entsprechend die Abstände $\frac{3\lambda}{8}, \frac{7\lambda}{8}, \frac{11\lambda}{8}$ usf. In den Zonen zwischen je zwei stehenden Minimumsparabeln wandern dann die sich folgenden Wellenberge und Wellentäler, welche symmetrisch aus den Bergen und Tälern der stehenden Wellen gewissermaßen durch Zweiteilung entstehen, nach außen. In dem Gebiet, welches die innerste stehende Minimumsparabel mit ihrer konkaven Seite begrenzt, das auf der dem Sender abgekehrten Seite des Resonators liegt, haben wir fortschreitende Wellen, die aus der Superposition der Primärwellen

Digitized by Google

und der ihnen um 90° in der Phase nacheilenden Sekundärwellen ungefähr gleicher Fortpflanzungsrichtung entstehen. Die Berge und Täler in diesem Gebiet sind demgemäß etwas flacher, da die Phasenverschiebung bei der vektoriellen Addition auch eine kleinere Gesamtamplitude ergibt. Eine Momentaufnahme der Superposition von ebenen Wasserwellen mit um 90° phasenverschobenen Circularwellen zeigt Bild 6, die Herr H e c k in Gräfelfing im Zusammenhang einer Untersuchung dieser Verhältnisse herstellte.

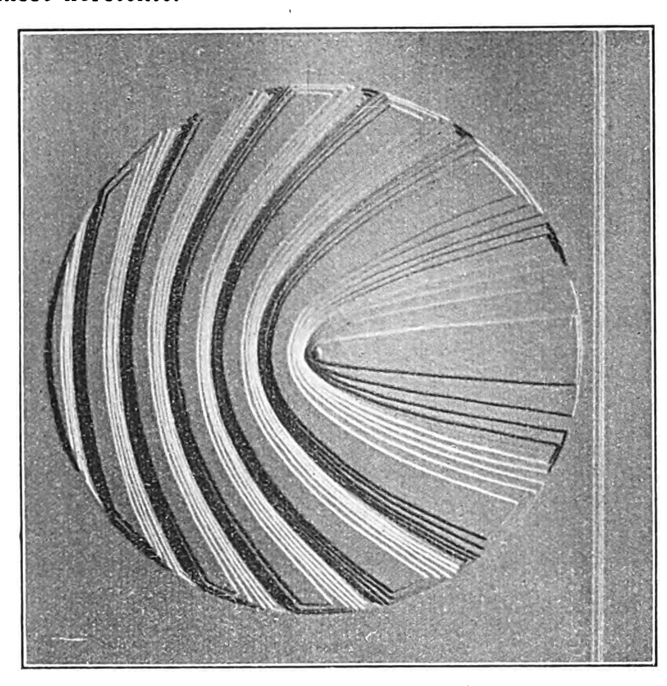


**Bild 7.**
**Modell für die zeitlichen Mittelwerte.**

5. Wenn man mit einer elektrischen Meßanordnung in der Nähe eines Resonators Messungen anstellt, so reagiert die Meßanordnung nicht auf die jeweiligen Momentanwerte. Es wäre also nicht möglich, durch ein übliches elektrisches Empfangsverfahren die im vorigen Abschnitt dargestellten Feldverläufe experimentell zu ermitteln. Eine derartige Meßanordnung nimmt nicht die Momentanwerte, sondern den Integralwert über die Zeit auf. Es ist deshalb in Bild 7 das Lichtbild eines Modelles wiedergegeben, welches den Integralwert der Interferenzerscheinungen darstellt. Es zeigt sich, daß bei dieser Integraldarstellung die stehenden Minimumsparabeln erhalten bleiben mit den gleichen Parametern, welche sie bei den Momentbildern besitzen. Zwischen den stehenden Minimumsparabeln liegen Maximalwerte. Die Stärke des Empfanges mit einem Sonden-Empfänger in der Umgebung eines sekundärstrahlenden Resonators hängt lediglich davon ab, ob er sich an einer Minimal-, Maximal- oder dazwischenliegenden Stelle befindet.

6. Es wird vielleicht befremden, daß im Vorstehenden der Feldverlauf durch eine Höhenschichtendarstellung wiedergegeben ist und daß nicht unmittelbar die magnetischen Induktionslinien in der Aequatorialebene gezeichnet worden sind.

Der Grund hierfür liegt darin, daß die magnetischen Induktionslinien eines Strahlungsfeldes nicht nur durch Intensität und Richtung allein, sondern hinsichtlich der Richtung der äquivalenten elektrischen Feldstärke auch durch ihre Fortschreitungsrichtung gekennzeichnet sind. Die drei Richtungen des elektrischen Feldvektors, des magnetischen Feldvektors und der Bewegung bilden ein Rechtssystem, wie es in Bild 8 (a bis d) in verschiedenen Lagen skizziert ist. Eine nach vorn gerichtete ℌ-Linie, die sich nach rechts bewegt (*a*), und eine gleichfalls nach vor gerichtete ℌ-Linie, die sich nach links bewegt (*b*), haben verschieden gerichtete elektrische Felder und würden sich an demselben Raumpunkt subtrahieren, wie umgekehrt verschieden gerichtete ℌ-Linien in gegenläufiger Bewegung die aequivalenten elektrischen Felder addieren (*a* und *d*, oder *b* und *c*).

Für die Darstellung von Strahlungsfeldern genügen demnach die sonst üblichen Symbole nicht, die magnetische Feldintensität durch die Dichte der Linien, die Richtung der Feldstärke durch eingezeichnete Pfeile anzugeben, und es ist ein praktisch vorteilhafter Ausweg, die magnetischen Induktionslinien o h n e eingezeichnete Pfeile als Niveaulinien der elektrischen Feldstärke zu interpretieren.

Bei einer plastischen Darstellung des Feldverlaufes, wie sie in den beschriebenen Modellen entsprechend Bild 1 gewählt wurde, bedeuten demgemäß die Berge von unten nach oben gerichtete elektrische Feldstärken, die Täler von oben nach unten gerichtete elektrische Feldstärken, und zwar ist der Niveauunterschied bezogen auf das Nullniveau, das

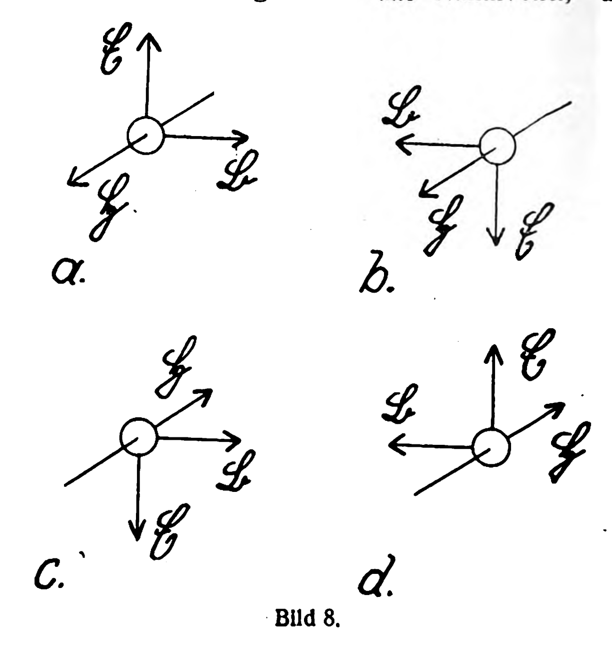



**Bild 8.**

Maß für die Intensität des elektrischen Feldes. Praktisch identisch mit der plastischen Darstellung ist die ebene Darstellung in Höhenschichten, sofern das Nullniveau und die Höhen- oder Tiefenlage irgendwie nach kartographischen Gesichtspunkten erkennbar gemacht werden.

7. Während in Abschnitt 3) die Sekundärwellen von gleicher Amplitude wie die Primärwellen angenommen sind und der Umstand, daß die Amplituden der Sekundärwellen mit Vergrößerung des Abstandes abnehmen müssen, unberücksichtigt blieb, ist in Bild 9 in Höhenschichtendarstellung ein Momentbild des Feldverlaufes um einen abgestimmten Resonator ge-


Digitized by Google

zeichnet, bei welchem die Feldamplituden der Sekundärwellen reciprok dem Abstand vom Resonator abnehmen. Ferner ist angenommen, daß der Resonator nur Strahlungswiderstand und keinen inneren Widerstand besitzt. Bedeutet $\mathfrak{E}_{12}$ die Amplitude der vom Sender A kommenden Primärstrahlung und $\mathfrak{E}_{23}$ die an einem Punkte im Abstand $r_{23}$ vom Resonator $B$

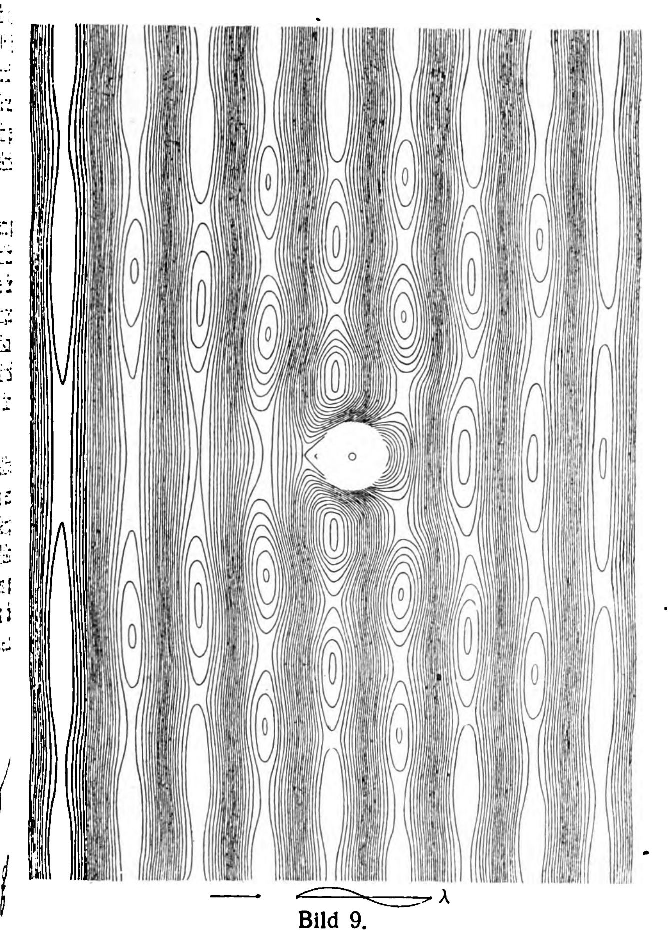


Bild 9.
Höhenschichtendarstellung des Feldverlaufes um einen Resonator vom Widerstand $R_{i_2} = 0$.

vorhandene Amplitude der Sekundärstrahlung, so gilt für diesen Fall [1]).

$$\mathfrak{E}_{23} = 0{,}238 \frac{\lambda}{r_{23}} \mathfrak{E}_{12}.$$

In der Zeichnung wurde die Maximalamplitude von $\mathfrak{E}_{12}$ gleich 10 angenommen. Die Maximalamplitude von $\mathfrak{E}_{23}$ hat dann im Abstand $r_{23} = \lambda$ den Wert 2,38, also knapp ein Viertel, im Abstand $r_{23} = \frac{\lambda}{8}$ einen Wert von ca. 19, d. h. fast den doppelten der primären Feldstärke. Auch diese bildliche Darstellung berücksichtigt nur das reine Strahlungsfeld und vernachlässigt den Einfluß der „Nahfelder". Ebenso geht sie nicht darauf ein, daß die sekundäre Strahlungsenergie dem Primärfeld entzogen wurde. Die Konstruktion der Höhenschichten ist lediglich so erfolgt, daß dem primären, als ebene Welle fortschreitenden Strahlungsfeld ein in der Fortpflanzungsrichtung um 90° nacheilendes cirkulares Strahlungsfeld gleicher Wellenlänge überlagert wurde.

8. Im folgenden soll entsprechend dem Bild 7 die Integraldarstellung des Feldverlaufes um einen Resonator gegeben werden, bei welcher, wie im vorigen Abschnitt, die Stärke des Sekundärfeldes mit $\frac{1}{r}$ abnimmt.

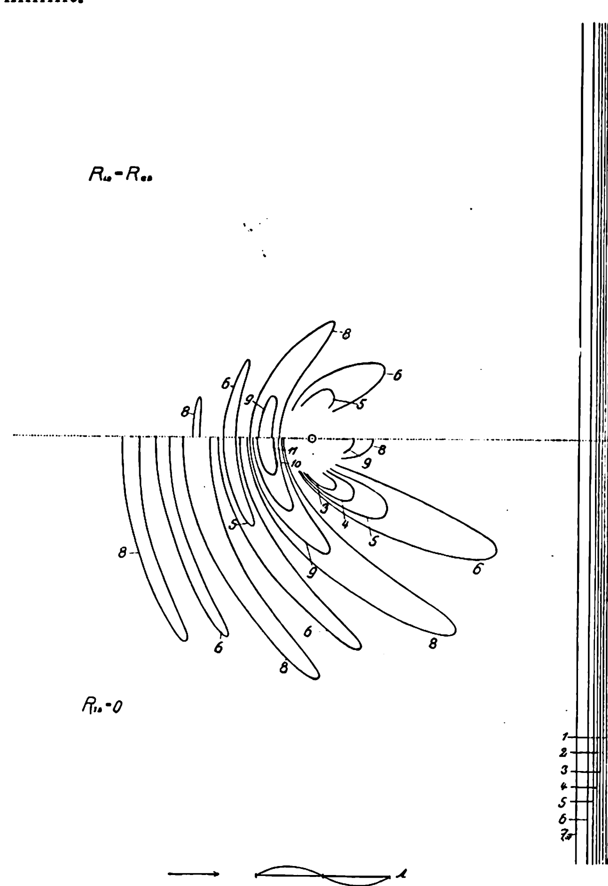


Bild 10.
Höhenschichtendarstellung der zeitlichen Mittelwerte des Feldverlaufes unten um einen Resonator von $R_{i_2} = 0$, oben um einen Resonator von $R_{i_2} = R_{a_2}$.

Im unteren Teil von Bild 10 ist der Fall, für den in Bild 9 das Momentbild entworfen war (innerer Widerstand des Resonators gleich Null) gezeichnet. Auch der Abstand der Höhenschichten entspricht der Wiedergabe von Bild 9. Da dort die Maximalamplitude des primären Feldes zum Betrag 10 angenommen war, ist hier, wo die Effektivwerte dargestellt werden müssen, die Amplitude des ungestörten Feldes mit 7,07 zugrunde gelegt. Wenn man in der Aequatorialebene eines Resonators von geringem inneren Widerstand mit einer möglichst rückstrahlungsfreien Empfangsanordnung die durch den Resonator verursachte Feldstörung untersucht, so darf man, bis auf die verhältnismäßig geringen Unterschiede, welche in den vorher erwähnten Vernachlässigungen ihre Ursache haben, einen dem Bild 10 entsprechenden Befund erwarten. Bezogen auf das ungestörte Feld beträgt der Effektivwert der elektrischen Feldstärke längs der Höhenlinie mit der Bezeichnung 11 156%, längs 10 141,6%, längs 9 127,4%, längs 8 113,2 %, längs 6 84,8 %, längs 5 70,7 %, längs 4 56,4 % und längs 3 42 %.

[1]) R. Rüdenberg, Aussendung und Empfang elektrischer Wellen, bei Julius Springer 1926, Seite 37, Formel 85 sowie Bild 33.

Digitized by Google

Im oberen Teil von Bild 10 ist die Integraldarstellung des Feldverlaufes für den Fall, daß der innere Widerstand $R_{i_2}$ der Antenne gleich dem äußeren oder Strahlungswiderstand $R_{a_2}$ ist und daß die Stärke des Sekundärfeldes wie $\frac{1}{r}$ abnimmt, wiedergegeben. Entsprechend der Belastung der Antenne ergibt sich die Störung durch das Sekundärfeld kleiner, und zwar für diesen ausgezeichneten Fall als gerade halb so groß, als in dem unten gezeichneten für eine von innerem Widerstand freie Antenne.

Auf der Gräfelfinger Versuchsstation hat Herr Heck analoge Versuche mit Wasserwellen durchgeführt und für verschiedene interessante Fälle photographische Moment- und Zeitaufnahmen hergestellt; Herr Berndorfer hat die entsprechenden Verhältnisse um einen Resonator mit Kurzwellenanordnungen experimentell untersucht und Herr Seiler für Feldstörungen in der Umgebung leitender Wände, deren Abmessungen klein, gleich oder größer als die Betriebswelle sind, Anschauungsmaterial beigebracht. Sie werden über ihre Ergebnisse demnächst selbst berichten.

**Zusammenfassung.**

Das in der Nähe einer Empfangsantenne vorhandene Interferenzgebiet wird an Hand von Modellabbildungen und Zeichnungen, welche sowohl die Momentanwerte als die zeitlichen Mittelwerte in Höhenschichtendarstellung unter vereinfachten Annahmen wiedergeben, erörtert.

(Eingegangen am 6. November 1928.)

---

# Die aperiodische Verstärkung von Rundfunkwellen.

Von **Manfred von Ardenne,** Berlin.

**Inhaltsübersicht:**



---

In neuerer Zeit wird in der Rundfunkempfangstechnik, besonders in den Großstädten, immer häufiger der Rahmen als Empfangsantenne verwendet. Kleine Zimmerrahmenantennen ergeben jedoch bei den üblichen Feldstärken entfernter Stationen nur Hochfrequenzspannungen, die in der Größenordnung $10^{-3}$ bis $10^{-4}$ Volt liegen[1]) (Dämpfungsdekrement der Rahmenkreise etwa 0,02). Je nach der Maximalleistung der Endstufe des Niederfrequenzverstärkers, nach seiner Spannungsverstärkung und nach dem Wirkungsgrad des Gleichrichters bei der Amplitude der modulierten Hochfrequenz, die eine volle Aussteuerung der Endstufe ergibt, ist eine mehr oder weniger große Verstärkung vor der Gleichrichtung im Hochfrequenzverstärker erforderlich. Legt man kleine Zimmerrahmenantennen von etwa ¼ m² Fläche zugrunde, sollen die schwächsten gerade über dem mittleren Störpegel hinausragenden Stationen gehört werden, und wird ein normaler Empfangsgleichrichter benutzt (Anoden-Gleichrichtung oder Audiongleichrichtung), hinter den zwei Niederfrequenzstufen geschaltet sind, so ist eine etwa 5- bis 10000fache Hochfrequenzverstärkung erforderlich, die gleichzeitig auch die Verluste ausgleicht, die in den Kopplungen und Selektionsmitteln zwangsläufig erfolgen. Selbstverständlich muß bei Stationen, die ein größere Eingangsspannung am Rahmen bewirken, durch eine Lautstärkerregulierung auf irgendeine Weise der Verstärkungsgrad des Hochfrequenzverstärkers soweit herabgesetzt werden, daß eine Uebersteuerung der Endstufe nicht mehr stattfindet.

Die erforderlichen Verstärkungsgrade lassen sich mit abgestimmten Verstärkern und, wie in dieser Veröffentlichung gezeigt werden wird, auch mit nicht abgestimmten Verstärkern erzielen. Bei abgestimmten Verstärkern ergibt sich unter Verwendung moderner Röhren bei den Resonanzwiderständen, die die üblichen Schwingungskreise im Mittel etwa haben, eine etwa 10fache Verstärkung je Stufe. Um unter den angegebenen Verhältnissen die erforderliche Verstärkerziffer zu erzielen, müssen mindestens vier Stufen hintereinandergeschaltet werden. Dem Prinzip entsprechend weisen solche Verstärker mindestens fünf abgestimmte Kreise auf. Eine einfache Bedienung ist nur denkbar, wenn die verschiedenen Schwingungskreise durch eine geeignete mechanische Vorrichtung gemeinsam abgestimmt werden. Dieser Weg führt zwangsläufig zu sehr kostspieligen Einrichtungen. Weiterhin ergibt sich bei ihm als Folge der großen Zahl von abgestimmten Kreisen bereits eine zu hohe Selektivität, d. h. zu erhebliche Verzerrungen bei der Hochfrequenzverstärkung. Auch durch die Entwicklung der Schirmgitterröhren, die pro Stufe höhere Verstärkungsgrade (25—40 bei Wellen im Bereich 200—600 m) zu erreichen gestatten, sind die geschilderten Nachteile zwar etwas abgeschwächt, jedoch noch nicht beseitigt worden. Die Abhängigkeit zwischen Selektion und Verstärkungsgrad, die bei der Konstruktion abgestimmter Hochfrequenzverstärker Schwierigkeiten bereitet, fällt bei aperiodischen Verstärkern fort. Bei aperiodischen Verstärkern kann durch geeignete Dimensionierung der einzelnen Stufen und durch Hintereinanderschaltung einer Anzahl Stufen der erforderliche Verstärkungsgrad erzielt werden. Ganz unabhängig hiervon kann, allerdings unter Berücksichtigung des Eingangs- und Ausgangswiderstandes des Verstär-

[1]) Vergl. M. v. Ardenne, Ueber einige Messungen über die Hochfrequenzspannungen an der Eingangsseite von Empfängern. Jahrb. d. drahtl. Telegr. Bd. 32, S. 199, 1928, H. 6.


Digitized by Google

kers, die gewünschte Abstimmschärfe herbeigeführt werden.

Aperiodische Verstärker, die auch auf dem Bereich von 200—600 m eine wirksame Verstärkung ermöglichen, sind bereits seit Anfang August 1927 bekannt[2]). Die für den Rahmenempfang sehr entfernter Stationen notwendigen Verstärkerziffern lassen sich auch mit älteren Röhren durch Hintereinanderschaltung erzielen. Da die älteren Röhren jedoch nicht für diesen Zweck konstruiert waren, ergeben sich bei ihrer Hintereinanderschaltung gewisse Nachteile (zu hoher Stromverbrauch im Raumladekreis, Niederfrequenzstörungen durch den gleichzeitig gegebenen Niederfrequenzverstärkungsgrad). Aus diesem Grunde wurden neue Verstärkereinheiten entwickelt, deren Konstruktionsgesichtspunkte in den folgenden Zeilen dargestellt werden sollen. Wirtschaftliche Gesichtspunkte sind an verschiedenen Stellen bei der Abfassung dieser Arbeit stark berücksichtigt. Es bedarf wohl keines besonderen Hinweises, daß bei der Entwicklung von Verstärkern für andere Zwecke als Rundfunkzwecke einige dieser Beschränkungen fortfallen oder wenigstens nicht die Bedeutung haben und dann der günstigste Kompromiss etwas anders liegt, wie in der Arbeit angegeben.

## A. Allgemeine Gesichtspunkte für die Konstruktion eines aperiodischen Verstärkers.

Für den Bau aperiodischer Verstärker besteht die Möglichkeit, Widerstände, Drosseln oder Transformatoren als Kopplungsglieder vorzusehen. Bei den verschiedenen Kopplungsarten ist eine starke Begrenzung der erreichbaren Verstärkung durch die schädlichen Kapazitäten gegeben, die einen Nebenanschluß zum Anodenwiderstand bilden. Recht kleine Werte für die schädliche Kapazität bestehen, wenn Ohmsche Widerstände, und im besonderen, wenn der kapazitätsarme Mehrfachröhrenaufbau benutzt wird. Sehr viel höhere Werte (etwa die zehnfachen) sind bei normalem Schaltungsaufbau und bei Verwendung von Drosseln oder Transformatoren gegeben, bei denen noch die Eigenkapazität der Wicklung hinzukommt. Bei Widerstandsverstärkern steigt bei längeren Wellen mit der Abnahme des kapazitiven Nebenschlusses zum Anodenwiderstand die Verstärkung. Um zu erreichen, daß ein Verstärker in dem gesamten gewünschten Wellenbereich den erforderlichen Verstärkungsgrad besitzt, wird es daher genügen, die optimale Dimensionierung der einzelnen Stufen für die kürzeste Welle des Bereiches zu ermitteln und dann soviel Stufen hintereinanderzuschalten, bis der erforderliche Verstärkungsgrad erreicht ist. Für alle Wellen, die länger sind als die Dimensionierungswelle, muß dann die Verstärkung größer sein als die erforderliche Verstärkung und kann dann leicht durch die Lautstärkerregulierung auf den jeweilig notwendigen Betrag herabgesetzt werden. Bei Drosseln und Transformatorenverstärkern läßt sich wegen der höheren Eigenkapazität meist nur durch Ausnutzung der Resonanzwirkung ein ausreichend großer Anodenwiderstand aufrecht erhalten. Gleichzeitig hiermit ist jedoch eine erhebliche Frequenzabhängigkeit des Anodenwiderstandes gegeben. Wird der innere Widerstand der Röhre genügend klein gewählt, so läßt sich natürlich trotz dieser Frequenzabhängigkeit eine recht frequenzunabhängige Verstärkung in einem größeren Bereich erzielen. Doch läßt sich der kleine innere Widerstand nur durch Wahl eines so großen Durchgriffes verwirklichen, daß der Verstärkungsgrad pro Stufe sehr klein wird. Umgekehrt ist bei kleinen Durchgriffen und entsprechenden höheren inneren Widerständen der Verstärkungsgrad größer, dafür ist dann aber die Frequenzabhängigkeit so erheblich, daß besonders bei Hintereinanderschaltung mehrerer Stufen nur in einem schmalen, für den Rundfunkwellenbereich nicht genügenden Intervall eine gute Verstärkung besteht. Durch eine Verteilung der Resonanzen verschiedener Stufen läßt sich auch in einem größeren Bereich eine gleichmäßige Verstärkung verwirklichen, doch sind dann wieder die erreichbaren Verstärkungsgrade klein. Selbstverständlich ist bei aperiodischen Verstärkern mit Drossel- oder Transformatorkopplung bei der Konstruktion sowohl mit der kleinsten Welle wie mit der größten vorkommenden Welle zu rechnen. Praktisch sind aperiodische Verstärker mit Drossel und Transformatorkopplung für die Verstärkung bei schmalen Wellenbereichen nicht ungeeignet. Für Rundfunkzwecke erscheint jedoch die Widerstandskopplung sehr viel vorteilhafter, die innerhalb des gesamten Rundfunkwellenbereiches die erforderliche Verstärkung zu geben in der Lage ist. Da diese Verstärker gleichzeitig in der Herstellung und im Betrieb sehr viel wirtschaftlicher sind, soll im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich die Theorie und Technik der aperiodischen Verstärker mit Widerstandskopplung gebracht werden. Bei der Konstruktion eines Verstärkers ist von bestimmten Konstanten auszugehen, die zwangsläufig die Optima festlegen.

## B. Die Berechnung einer einzelnen Stufe.

Um mit geringster Stufenzahl den erforderlichen Verstärkungsgrad zu erhalten, muß für die gegebenen Voraussetzungen die günstigste Dimensionierung einer einzelnen Stufe angestrebt werden. Von der Betrachtung eines ganzen Frequenzspektrums kann man sich bei Widerstandskopplung freimachen, indem der Rechnung die ungünstigste, d. h. in dem vorliegenden Falle größte Betriebsfrequenz zugrunde gelegt wird. Der Blindwiderstand $R_c = \frac{1}{\omega\, C_{\mathrm{eff}}}$ bildet den Ausgangspunkt der Rechnung. Er bestimmt den rein Ohmschen Anteil $R_a$ der Anodenbelastung dann und nur dann eindeutig, wenn von allen beliebigen zu $n = \frac{R_a}{R_c}$ gehörigen Maximalverstärkungen $V_{\mathrm{opt}}$ die beste, $V_{\mathrm{opt\,opt}}$ gesucht wird. Bei Kaskadenverstärkern wird die Kapazität $C$ durch die Scheinkapazität vergrößert. Der genaue Wert von $C_{\mathrm{eff}}$ läßt sich erst angeben, wenn die Kaskade in der betriebsmäßigen Schaltung und Endbelastung vorliegt. $C_{\mathrm{eff}}$ hängt nach ihrer Entstehung

[2]) S. Loewe und M. von Ardenne, Zweisystemröhren für Hoch- und Niederfrequenz, Jahrb. drahtl. Telegr. 27, S. 19, 1927, H. 1

Digitized by Google

von den Werten der statischen Kapazitäten, von der Verstärkung der einzelnen Stufen und von ihrer Belastung ab. Trotz dieser komplizierten Zusammenhänge läßt sich für $C_{\mathrm{eff}}$ mit ziemlicher Genauigkeit ein Mittelwert angeben, wenn die ungefähren statischen Kapazitäten der voraussichtlichen Elektrodenanordnung gemessen und der Vergrößerungsfaktor für $C_{ga}$ aus der zu erwartenden Verstärkung und aus der Belastungsphase beim Optimum bestimmt werden. Letztere ergibt sich als das von speziellen Voraussetzungen weitgehend unabhängig gefundene Argument von $\mathfrak{R}_a : \frac{R_a}{R_c} \approx 2$.

Die Aufgabe einer Verstärkerdimensionierung ist also die folgende: Gegeben sind charakteristische Betriebs- und Kathodenkonstanten, etwa die Spannung der Anodenbatterie $E_b$ und die kleinste und damit ungünstigste Betriebswelle $\lambda$ min. und die Röhrenkonstante K.

Gesucht ist der Durchgriff und innere Widerstand einer noch zu konstruierenden Röhre, die unter obigen Bedingungen die größtmögliche Spannungsverstärkung ergibt. Mit $E_b$ und $K$ ist nun diese Stufe noch nicht eindeutig bestimmt. Vielmehr sind noch Angaben über den Anodenbelastungswiderstand $R_a$ zu machen. Von diesem kennt man, wie erwähnt, aus einer Reihe von Messungen an ausgeführten Röhren die kapazitive Komponente $R_c = \frac{1}{\omega C_{\mathrm{eff}}}$ bei der Minimalwelle $\lambda$ min. $C_{\mathrm{eff}}$ läßt sich nicht unter einen bestimmten Kleinwert herunterdrücken, weil es sich in bekannter Weise aus den Elektrodenkapazitäten $C_{ag} + C_{ak}$ und der Scheinkapazität $C_{sch}$ infolge Anodenrückwirkung additiv zusammensetzt.

Während erstere elektrostatische Konstanten sind, hängt bekanntlich die Scheinkapazität von der Verstärkung $V = \frac{|\mathfrak{E}_a|}{|\mathfrak{E}_g|}$ und Belastungsphase $\varphi_a$ des Ausgangskreises ab, ist also genau nur an einer betriebsmäßig arbeitenden Kaskade zu ermitteln. Um die einzelnen Stufen optimal berechnen zu können, müssen daher die Messungen von $C_{\mathrm{eff}}$ an ausgeführten Kaskaden zugrunde gelegt werden und diese dann evtl. nach Richtlinien der Rechnung schrittweise verbessert werden.

Im übrigen ist gerade beim Hochfrequenzverstärker mit seiner, verglichen mit dem Tonfrequenzverstärker, doch relativ geringen Spannungsübersetzung $V$ die Streuung von $C_{\mathrm{eff}}$ nicht so groß, als daß man nicht zuverlässige Durchschnittswerte einer orientierenden Berechnung zugrunde legen könnte.

Man betrachte also im folgenden $C_{\mathrm{eff}}$ und damit $R_c = 1/\omega C_{\mathrm{eff}}$ als empirisch gegeben. Als weiteres Bestimmungsstück ist das Verhältnis $n = R_a/R_c$ als laufender Parameter in die Rechnung einzuführen. Damit ist dann $\mathfrak{R}_a$ eindeutig festgelegt, nämlich gleich:

$$\mathfrak{R}_a = \frac{n}{1+n^2} \cdot R_c (1 - j\,n) \tag{1}$$

Nun ergibt sich für jedes $n$ eine beste Verstärkung $V_{\mathrm{opt}}$ und zwar für jedes durchaus endliche $R_a$. Das ist nur möglich, weil der ganzen Rechnung das Emissionsgesetz

$$I_a = K \cdot E_{st}^{3/2} \tag{2}$$

und damit eben das Widerstandsgesetz:

$$R_i = \frac{1}{{}^3/_2 K \cdot D^{3/2} \sqrt{E_{st}}} \tag{3}$$

zugrunde gelegt wird. Damit wird die Spannungsverstärkung:

$$V_{(D,n)} = \frac{1}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_{a(n)}|}{|\mathfrak{R}_{a(n)} + R_{i\,(D,\,Est)}|}\,;\ n \text{ fest,} \tag{4}$$

eine Funktion von $D$, die für $0 < D_{\mathrm{opt}} < 1$ ein reelles Maximum $V_{\mathrm{opt}}$ annimmt, d. h. für welche

$$\frac{\partial V}{\partial D_{(D\,\mathrm{opt})}} = 0 \tag{5}$$

wird. Wichtig ist nunmehr, daß, wenn man jetzt $n$ variiert, sich unter allen $V_{\mathrm{opt}}$ wiederum ein günstigstes $V_{\mathrm{opt\,opt}}$ finden läßt, das demnach zu einem günstigsten Parameterwert $n_{\mathrm{opt}}$ gehört und dem ein absolut günstigster Durchgriff $D_{\mathrm{opt\,opt}}$ zugeordnet ist. Man findet ziemlich universell: $n_{\mathrm{opt}} \approx 2$ (siehe folgendes Zahlenbeispiel). Gleichung (5) läßt sich ohne Beschränkung nach $D$ auflösen, wenn man beachtet, daß $E_g \approx 0$ Volt wird ($E_{st} = D \cdot E_a$). Diese Annahme ist praktisch deswegen zutreffend, weil die Gitterableitungswiderstände, wie vorweg genommen werden soll, in der Regel verhältnismäßig klein sind. Die Gitterströme, die bei den in Frage kommenden Elektrodenanordnungen bei der Gitterspannung 0 Volt liegen, bewirken keinen Spannungsabfall an diesen Gitterableitewiderständen, der nicht mehr klein ist gegenüber den Steuerspannungen. Die allgemeinen Formeln sind daher für laufende $n$:

$$D_{\mathrm{opt}} = \frac{1}{\sqrt[3]{E_a}} \cdot \frac{1}{(3\,K R_w)^{2/3}} \cdot \frac{1}{\left(1 + 3\sqrt{1 + \frac{8}{9}\left(\frac{R_b}{R_w}\right)^2}\right)^{2/3}} \tag{6}$$

$$V_{\mathrm{opt}} = \frac{1}{D_{\mathrm{opt}}} \frac{|\mathfrak{R}_a|}{\left|\mathfrak{R}_a + 2 R_w \cdot \frac{1 + 3\sqrt{1 + \frac{8}{9}\left(\frac{R_b}{R_w}\right)^2}}{4}\right|} \tag{7}$$

worin abkürzend

$$\mathfrak{R}_a = R_w + j R_b \tag{1a}$$

gesetzt ist. (Vgl. Gl. (1)). Man beachte ferner die sich hierbei ergebende Beziehung für den inneren Widerstand:

$$R_{i\,\mathrm{opt}} = 2 R_w \left[1 + 3\sqrt{1 + \frac{8}{9}\left(\frac{R_b}{R_w}\right)^2}\right] \tag{9}$$

Unter Zugrundelegung des $E_{st}{}^3/_2$ Gesetzes gilt also für verschwindende Blindlast $R_b$, d. h. für rein Ohmsche Belastung $\mathfrak{R}_a = R_a$, das Anpassungsgesetz:

$$R_{i\,\mathrm{opt}} = 2 R_a \tag{10}$$

g e n a u. Beim Hochfrequenzverstärker kommt ein solcher Belastungsfall nicht vor; aber auch für kapazitive Parallelwiderstände, d. h. für

$$\mathfrak{R}_a = |\mathfrak{R}_a| \,(\cos\varphi_a - j \sin\varphi_a) \tag{1b}$$

$$\text{mit } \operatorname{tg}\varphi_a = \omega C_{\mathrm{eff}} R_a$$


Digitized by Google

ergibt sich:

$$\mathfrak{R}_{i\,\mathrm{opt}} = 2\,|\,\mathfrak{R}_a\,\frac{1+3\sqrt{1+\frac{8}{9}\left(\frac{R_b}{R_w}\right)^2}}{4} \qquad (10a)$$

und wie Bild 1 zeigt, weicht auch hier die Funktion:

$$R_{i\,\mathrm{opt}} = f_{(\varphi a)} \text{ bei konstantem } |\,\mathfrak{R}_a\,|$$

erst spät von dem Gleichstromwert $2R_a$ ab.

Man betrachte in diesem Zusammenhange auch das Bild 3 zu dem nachstehend durchgeführten Rechnungsbeispiel am ausgeführten Verstärker, bei dem

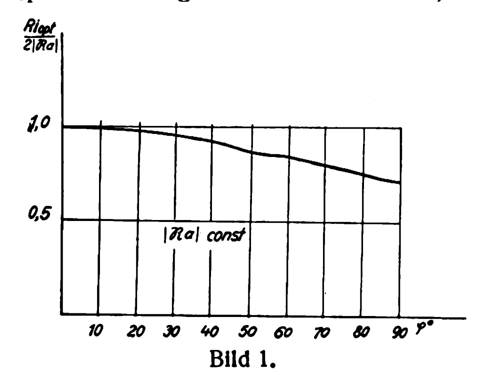



Bild 1.

obiges Anpassungsgesetz noch bei Phasenwinkeln von 60° auf 15% genau erfüllt ist. Die geschilderte Rechnung wurde numerisch zur Anwendung gebracht bei einer Stufe der neuen vom Verfasser angegebenen Loewe 2 HF Eingitterröhre. Als Ausgangsdaten waren dann bekannt:

$$K = 1{,}4\cdot 10^{-4}\left[\frac{A}{V^{3/2}}\right];\ E_b = 150\,V;\ \lambda = 200\,m;\ C_{\mathrm{eff}} = 5\,cm.$$

Daraus folgt $R_c = 19\,000$ Ohm. $n$ laufender Parameter. Das Ergebnis der Rechnung zeigt das Kurvenblatt Bild 2. Die $V_{\mathrm{opt}}$-Kurve weist ein flaches

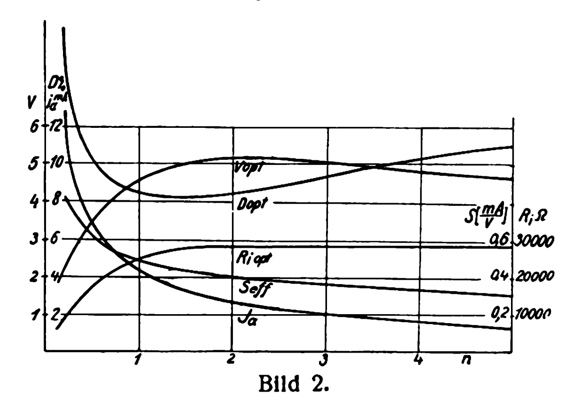



Bild 2.

Optimum auf, das, wie zu erwarten ist, bei $n \approx 2$ liegt und den Wert besitzt:

| Berechnet: | Gemessen: |
|---|---|
| $V_{\mathrm{opt\,opt}} = 5{,}2$ | $V = 4{,}8$ |
| $D_{\mathrm{opt\,opt}} = 8{,}4\ [\%]$ | $D = 8{,}5\ [\%]$ |
| $R_{i\,\mathrm{opt\,opt}} = 28\,500\ \Omega$ | $R_i = 20\,000\ \Omega$ |
| $S_{\mathrm{opt\,opt}} = 0{,}4\ \left[\frac{mA}{V}\right]$ | $S_{\mathrm{eff}} = 0{,}34\ \left[\frac{mA}{\mathrm{Volt}}\right]$ |
| $I_{a_0} = 2{,}4\ [mA]$ | $I_{a_0} = 2{,}0\ [mA]$ |

Die Rechnungsergebnisse befinden sich in auffallender Uebereinstimmung mit den experimentellen Daten der Versuchsröhre, so daß bei dieser der erreichbare Bestwert praktisch verwirklicht ist.

Um möglichst grosse Verstärkung zu erhalten, bieten sich zwei Wege:

1. Verkleinerung von $C_{\mathrm{eff}}$
2. Vergrößerung der Röhrenkonstante.

In der ersten Richtung liegen die Versuche, die Elektroden- und Aufbaukapazitäten bei geeigneten Anordnungen klein zu halten, oder die scheinbaren, durch Anodenrückwirkung hervorgerufenen Kapazitäten, die sich den statischen parallel schalten, durch Kompensation zu eliminieren.

In der zweiten Richtung liegen Versuche mit hochemittierenden Kathoden, z. B. mit mehreren parallel geschalteten Fäden.

Von den beiden zuerst angeführten Möglichkeiten hat sich nur der gedrängte Aufbau als erfolgreich erwiesen (Mehrfachröhren), während die Kompensation aus den bereits in einer früheren Arbeit[3]) geschilderten Gründen nicht zu empfehlen ist. Auf dem Gebiete der hochemittierenden Kathoden hat sich nur die indirekt geheizte Kathode im Zusammenhang mit Mehrfachröhrenaufbau gut bewährt. Wird versucht, durch Parallelschaltung mehrerer Fäden $K$ zu vergrößern, so ist es unvermeidlich, daß damit

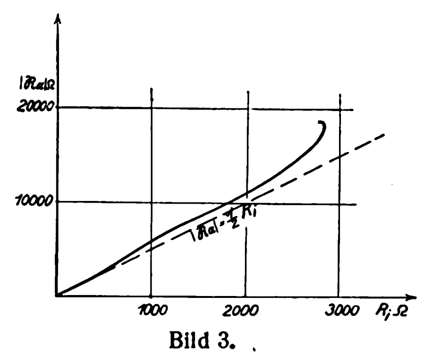



Bild 3.

die Elektrodenkapazitäten nach Maßgabe der Fädenzahl anwachsen. Beide Einflüsse arbeiten sich hinsichtlich der erreichbaren Verstärkung entgegen. Im Interesse der Wirtschaftlichkeit der Herstellung und des Betriebes in der Schaltung ist jedoch die kapazitätsarme Anordnung überlegen.

### C. Zusätzliche Gesichtspunkte für die Dimensionierung einer Kaskade.

Bei der Hintereinanderschaltung mehrerer Einzelstufen, die entsprechend den im vorigen Abschnitt wiedergegebenen Betrachtungen günstigst dimensioniert sind, ergeben sich wichtige Gesichtspunkte für die Wirkung des Hochfrequenzverstärkers als Ganzes. Einmal ist hier zu untersuchen, ob die Voraussetzungen, insbesondere die Konstanten, die bei der oben wiedergegebenen Rechnung als bekannt vorausgesetzt wurden, für die einzelnen Stufen des Kaskadenverstärkers mit den praktisch auftretenden Werten gut übereinstimmen. Dies gilt in der Hauptsache für die durch die Anodenrückwirkung bedingten Scheinwiderstände, da diese von der Verstärkung der weiteren Stufen abhängen. Daneben ist noch

[3]) M. v. Ardenne und W. Stoff, Ueber die Kompensation der schädlichen Kapazitäten und ihrer Rückwirkungen bei Elektronenröhren, Jahrb. d. drahtl. Telegr., 31, S. 125 und S. 152, 1928, Heft 4 u. 5.


Digitized by Google

festzustellen, in welchem Maße die hinter den Hochfrequenzverstärker geschalteten Anordnungen den Verstärkungsgrad der letzten wie auch der vorhergehenden Stufen beeinflussen, bzw. in welchem Maße umgekehrt die vor den Hochfrequenzverstärker geschalteten Kreise belastet werden. Wie schon aus dem Gesagten hervorgeht, hat man bei der Untersuchung so vorzugehen, daß man, rückwärts gehend, zuerst die Verhältnisse in der letzten, dann in der vorletzten usw. bis zur ersten Stufe untersucht. Hierbei soll vorausgesetzt werden, daß vor und hinter den Verstärker Abstimmkreise zur Erzielung einer ausreichenden Selektion beim Empfang geschaltet sind. Wie weiter unten gezeigt wird, bietet die hier vorweggenommene Anordnung der Abstimmittel besondere Vorteile. Außerdem soll auch bei dem Verstärker eine solche Ausführung vorausgesetzt werden, daß keine irgendwie gearteten magnetischen oder elektrischen Kopplungen zwischen verschiedenen Stufen oder der mit ihnen verbundenen Leitungsteilen vorhanden sind.

Außerordentlich wichtig für die Arbeitsweise eines Kaskadenverstärkers ist die Untersuchung des Einflusses der Anodenrückwirkung, die hier als bekannt vorausgesetzt werden soll[4]). Nimmt man an, daß bei genauer Abstimmung des hinter den Verstärker geschalteten Schwingungskreises der Anodenwiderstand der letzten Stufe als rein Ohmisch anzusehen ist, so wird im Gitterkreis dieser Stufe durch die Anodenrückwirkung allein eine zusätzliche scheinbare Kapazität bewirkt. Diese Kapazität belastet wieder den Anodenwiderstand der vorhergehenden Stufe, bewirkt dementsprechend eine bestimmte Verstärkung und eine bestimmte Scheinkapazität im Gitterkreise dieser Stufe. Weiter fortschreitend ergibt sich dann durch die Wechselwirkung von Scheinkapazität und Verstärkungsgrad auch eine bestimmte Scheinkapazität am Eingang des Verstärkers. Diese ist jedoch am Eingang nicht als schädlich anzusehen, da durch sie nur eine Aenderung der Abstimmung des hier angeschalteten oder angekoppelten Schwingungskreises bewirkt wird. Im Gegensatz hierzu ist am Eingang der für die vorhergehenden Stufen bisher nicht betrachtete, durch die Anodenrückwirkung hervorgerufene Dämpfungswiderstand außerordentlich schädlich. Da bisher schon mehrfach erwähnt wurde, daß am Eingang und Ausgang des Verstärkers Schwingungskreise liegen, erscheint bei einer oberflächlichen Betrachtung die Annahme naheliegend, daß über alle hintereinandergeschalteten Kapazitäten $C_{ga}$ der einzelnen Röhren eine Selbsterregung nach Huth-Kühn stattfinden kann; man könnte hierbei daran denken, daß auch über die sich ergebende sehr kleine Serienkapazität die hohe Ausgangsspannung genügend stark rückkoppeln kann. Die hier angedeutete Betrachtungsweise erscheint jedoch nicht zwingend, zumal sie bereits durch die Theorie umfaßt wird, die die Rückwirkung über die einzelnen Stufen schrittweise diskutiert.

Da die Zusammenhänge zwischen Verstärkungsgrad und Anodenrückwirkung für die einzelnen Stufen eines Verstärkers kaum allgemeingültig festzulegen sind, sollen hier nur zwei Stufen näher betrachtet werden. Als Gesichtspunkt für einen Vielstufen-Verstärker kann nur so viel gesagt werden, daß man vorteilhaft die einzelnen Stufen so dimensionieren wird, daß sie alle gleichmäßig arbeiten, d. h. mit Ausnahme der letzten Stufe alle den gleichen Verstärkungsgrad besitzen. Bei einem zweistufigen Verstärker läßt sich der Einfluß der Anodenrückwirkung auf einfache Weise durch Messungen kontrollieren. Besonders wichtig ist die Aenderung der Scheinkapazität und des Ohmschen Eingangswiderstandes in Abhängigkeit von der Frequenz. In Bild 4 ist die Abhängigkeit des Ohmschen Rückwirkungswiderstandes von der Wellenlänge für eine Zweifachröhre, d. h. also einen Zweistufen-Verstärker für

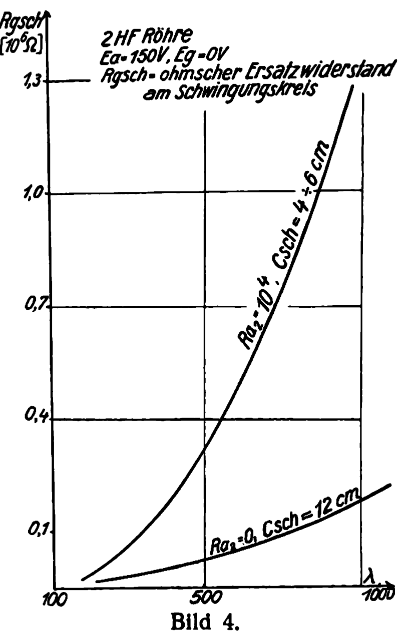


Bild 4.

verschiedene Ohmsche Widerstände im Anodenkreis der zweiten Stufe dargestellt worden. Die in den Kurven angegebenen Werte wurden nach einer Substitutionsmethode festgestellt[5]); auf die gleiche Weise wurde auch der angegebene Wert für $C_{sch}$ ermittelt. Für $R_{a2} = 0$, d. h. bei Kurzschluß des Anodenkreises der zweiten Stufe steigt der Widerstand $R_{gsch}$ langsam mit der Wellenlänge an. Dies ist darauf zurückzuführen, daß sich der Anodenkreiswiderstand und damit auch die Verstärkung in der ersten Stufe, die für die Größe der Anodenrückwirkung maßgebend ist, mit der Frequenz ändert. An sich gilt das gleiche auch für den kapazitiven Widerstand, der durch die Anodenrückwirkung am Eingang scheinbar hervorgerufen wird. Die Scheinkapazität selbst bleibt für den untersuchten Frequenzbereich nahezu konstant, da sich die Verstärkung in der ersten Stufe, die hierfür allein in Frage kommt, in dem untersuchten Frequenzbereich nur wenig ändert. Weiterhin ist bei der Aenderung dieser Größen zu berücksichtigen, daß nicht die Verstärkung direkt, sondern bei der Scheinkapazität der reelle Teil, bei dem Scheinwiderstand der imaginäre Teil, eingeht, d. h. die Phasenverschiebung zwischen Anoden- und

[4]) Vergl. hierzu M. v. Ardenne u. W. Stoff, Die Berechnung der Scheinkapazität bei Widerstandsverstärkern, Jahrb. d. drahtl. Telegr., 30, S. 86, 1927, H. 3.

[5]) Näheres über die Meßanordnung und das benutzte Röhrenvoltmeter siehe in dem Buch: M. v. Ardenne, Verstärkermeßtechnik, Verlag Julius Springer, 1929.


Digitized by Google

itterwechselspannung spielt hier eine Rolle. Wesentch größere Eingangswiderstände ergeben sich, wie ie zweite Kurve zeigt, wenn der Anodenkreis der weiten Stufe nicht kurz geschlossen, sondern hier in Ohmscher Widerstand von 10 000 Ohm eingechaltet wurde. In diesem Fall ist die Scheinkapaität, die dem Anodenkreise der ersten Stufe parallel egt, infolge der Verstärkung in der zweiten Stufe vesentlich größer als vorher, so daß auch die kapaitive Belastung an dieser Stelle stark zunimmt. Entsprechend dieser Belastung ergibt sich eine leinere Verstärkung in der ersten Stufe, so daß der cheinbare Gitterwiderstand in demselben Maße verrößert wird. Bei der Dimensionierung darf der cheinbare Ohmsche Widerstand im Gitterkreis für lie kleinste zu verstärkende Wellenlänge, d. h. für lie Welle, für die die Dimensionierung durchgeführt vird, einen bestimmten Wert nicht unterschreiten. Man wird hierbei die einzelnen Daten so wählen, daß ler sich ergebende Scheinwiderstand etwa den leichen Wert wie der Ohmsche Gitterableitewiderstand besitzt. Die sich aus der Kurve (Bild 4) ergebenden Werte $R_{gsch}$ erscheinen in diesem Zusammenhange verhältnismäßig klein. Hierbei ist edoch zu berücksichtigen, daß die hier wiedergegebene Kurve nicht bei einem Widerstand von 30 000, sondern nur bei einem Widerstand von 10 000 Ohm im Anodenkreis der zweiten Stufe aufgenommen worden ist. Der resultierende Widerstand, der sich aus der Parallelschaltung von $R_{gsch}$ und $R_g$ ergibt, muß dann groß gegen den Ohmschen Anodenwiderstand $R_a$ gehalten werden, um diesen nicht wesentlich zu verkleinern.

Bei der Zusammenschaltung einer größeren Anzahl von Hochfrequenzverstärkerstufen kommen bekanntlich die Frequenzabhängigkeiten der einzelnen Stufen gesteigert zur Wirkung. Für den praktisch ausgeführten Verstärker muß deshalb darauf gesehen werden, daß die sich ergebende Frequenzabhängigkeit in bestimmten Grenzen bleibt. Bei zu starkem Ansteigen der Verstärkung mit der Wellenlänge müßte insbesondere beim Uebergang zu den längeren Rundfunkwellen bis zu 2000 m eine sehr weitgehende Herabsetzung des Verstärkungsgrades vorgenommen werden. Außerdem wäre bei unsachgemäßer Bedienung, d. h. wenn die Lautstärkenregulierung in diesem Fall nicht bestätigt wird, für die höheren Wellen leicht eine Selbsterregung möglich. Aus diesem Grunde muß man bei der Konstruktion der einzelnen Stufen die Frequenzabhängigkeit möglichst klein halten. Diese Forderung steht mit den oben gegebenen Gesichtspunkten zur Erzielung einer optimalen Verstärkung in jeder Stufe im Einklang. Neben dieser Frequenzabhängigkeit im Hochfrequenzgebiet ist außerdem zu berücksichtigen, daß die aperiodischen Verstärker mit Widerstandskopplung auch eine verhältnismäßig große Niederfrequenzverstärkung besitzen. Infolgedessen würden irgendwelche Niederfrequenzstörungen, die an den Eingang des Hochfrequenzverstärkers gelangen, entsprechend verstärkt werden, so daß durch eine Verschiebung des Arbeitspunktes in den letzten Stufen die Verstärkung der Hochfrequenz ungünstig beeinflußt und eine Modulierung stattfinden würde. Die Niederfrequenzverstärkung muß deshalb beseitigt werden; auf einfache Weise läßt sich dies dadurch erreichen, daß die Uebertragungskondensatoren in den einzelnen Stufen stark verkleinert werden. Infolge dieser Verkleinerung wird dann immer nur ein Bruchteil der verstärkten Niederfrequenz auf die nächste Stufe übertragen. Praktisch wird man die Uebertragungskondensatoren bis auf etwa 60 cm verringern können, da für diesen Wert die Uebertragungskapazität immer noch als klein gegenüber den zwischen Gitter und Kathode liegenden Röhrenkapazitäten anzusehen ist. Für Niederfrequenz fällt neben diesen Kapazitäten noch der Gitterableitewiderstand $R_g$ für die hier stattfindende Spannungsteilung ins Gewicht. Im allgemeinen wird man den Gitterableitewiderstand entsprechend den oben gegebenen Gesichtspunkten etwa fünfmal so groß wie den Ohmschen Anodenwiderstand $R_a$ wählen. Es hat keinen Zweck, hier größere Widerstände zu benutzen, da einmal für

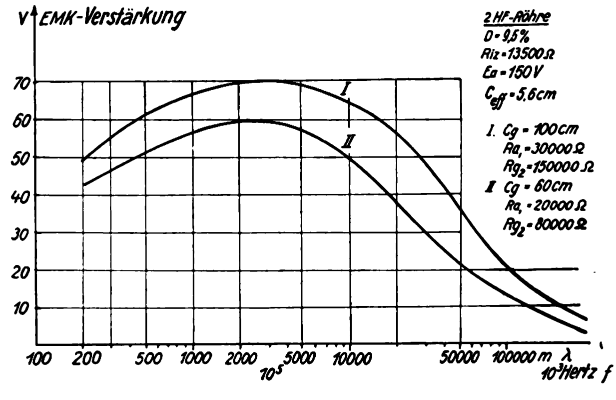



Bild 5.

Hochfrequenz auf den hier auftretenden, parallel liegenden Rückwirkungswiderstand, andererseits auf Gitterspannungsänderungen durch etwa hier auftretende Gitterströme Rücksicht zu nehmen ist. Die Verstärkungskurven eines nach diesen Gesichtspunkten bemessenen Zweifachverstärkers in Mehrfachröhrenaufbau, der nach früher wiedergegebenen Gesichtspunkten besonders vorteilhaft ist, zeigt Bild 5. Die zwei Kurven steigen zunächst von ihrem Anfangswert aus mit der Wellenlänge an, erreichen ein Maximum und fallen dann mit weiter zunehmender Wellenlänge schnell ab. Dieser Abfall ist durch die Uebertragungskondensatoren gegeben. Wie zu erwarten ist, erreichen die Kurven für verschiedene Kopplungskondensatoren ihr Maximum bei verschiedenen Wellenlängen. Aus dem Anstieg der Verstärkungskurven bis zu Wellen von etwa 1000 m kann man die Größe der am Eingang auftretenden Gesamtkapazität $C_{eff}$ abschätzen. Hiernach beträgt diese Kapazität etwa 5 cm, ein Wert, der in guter Uebereinstimmung mit den direkt gemessenen Werten nach Bild 3 und dem für die Dimensionierung einer einzelnen Stufe zugrunde gelegten Wert ist. Wie die Kurven zeigen, ändert sich der mittlere Verstärkungsgrad mit der Größe des Ohmschen Anodenwiderstandes der ersten Stufe. Kurve I für einen Anodenwiderstand von $R_{a1} = 30\,000$ Ohm läßt ohne weiteres erkennen, daß dieser Verstärker entsprechend den eingangs wiedergegebenen Gesichtspunkten dimensioniert ist. Für eine Welle von 200 m

Digitized by Google

ergibt sich gerade eine etwa 50fache Verstärkung bei Zugrundelegung der Kurve I. Da der Durchgriff der Endstufe etwa zehn Prozent beträgt und hier die EMK-Verstärkung, d. h. die Verstärkung bei unendlich großem Anodenwiderstand der zweiten Stufe

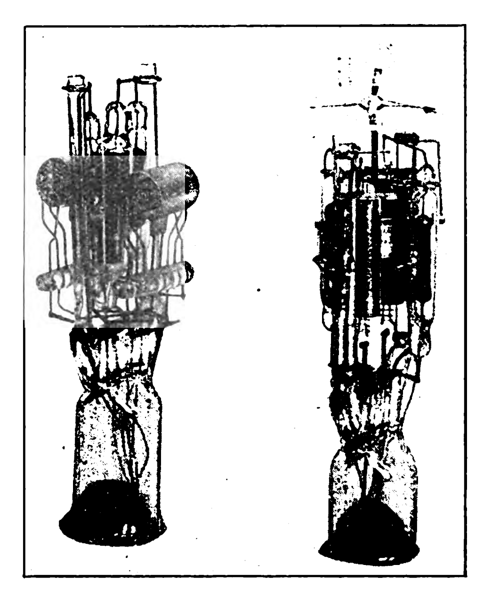


Bild 6.

aufgetragen worden ist, beträgt die Verstärkung in der ersten Stufe ungefähr 5.

Für die letzte Stufe des Hochfrequenzverstärkers ist, wie schon erwähnt, das Zusammenwirken mit dem dahintergeschalteten Abstimmkreis zu untersuchen. Bei dieser Stufe ist ein Kompromiß zwischen möglichst hohem Anodenwiderstand und geringer Pseudodämpfung des angekoppelten Kreises zu schließen. An dieser Stelle, wo sich durch Ausnutzen der Resonanzwirkung ein hoher Anodenwiderstand erzielen läßt, bewirkt der für die vorhergehenden Stufen erforderliche relativ niedrige innere Widerstand eine starke Dämpfung. Entsprechend den Gesichtspunkten, die für die Konstruktion von Verstärkern mit abgestimmten Kopplungsgliedern gelten, kann man hier entweder durch entsprechend lose Ankopplung des Abstimmkreises oder durch Benutzung einer besonderen Röhre an dieser Stelle die erforderliche Selektion erhalten. Aus fabrikatorischen Gründen wird man hier zwecks Vermeidung neuer Typen die normalen Einheiten beibehalten. Falls wirtschaftliche Richtlinien nicht berücksichtigt zu werden brauchen, läßt sich an dieser Stelle eine Schirmgitterröhre verwenden, bei der die Pseudodämpfung durch den hohen inneren Widerstand sehr klein ist. Die Gesichtspunkte für die Dimensionierung der Endstufe des Hochfrequenzverstärkers sind hinreichend bekannt. In der letzten Stufe kommt es auf eine genaue Ermittlung und Innehaltung der optimalen Dimensionierung lange nicht so sehr an wie in den vorhergehenden Stufen, bei denen das ermittelte Optimum für viele Stufen nutzbar wird.

### D. Aperiodische Verstärker mit Mehrfachröhren.

Aperiodische Verstärker für den Wellenbereich von 200—2000 m standen bisher nur in der älteren Loewe-Hochfrequenzzweifachröhre zur Verfügung, die zwei mit Raumladungsgittern ausgerüstete Systeme enthielt. Bei der neuen Hochfrequenzzweifachröhre, die insbesondere für die Verwendung in Kaskadenschaltungen entwickelt wurde, ist keine Zweigitterröhre mehr eingebaut worden. Die Verbesserung, die durch ein Raumladungsgitter erzielt wird, ist als Folge der Spannungsverhältnisse bei Hochfrequenzverstärkern mit Widerstandskopplung nicht so erheblich, daß es sich lohnt, den relativ hohen Stromverbrauch im Raumladekreise, insbesondere bei vielen Stufen, in Kauf zu nehmen. Ein weiterer Grund

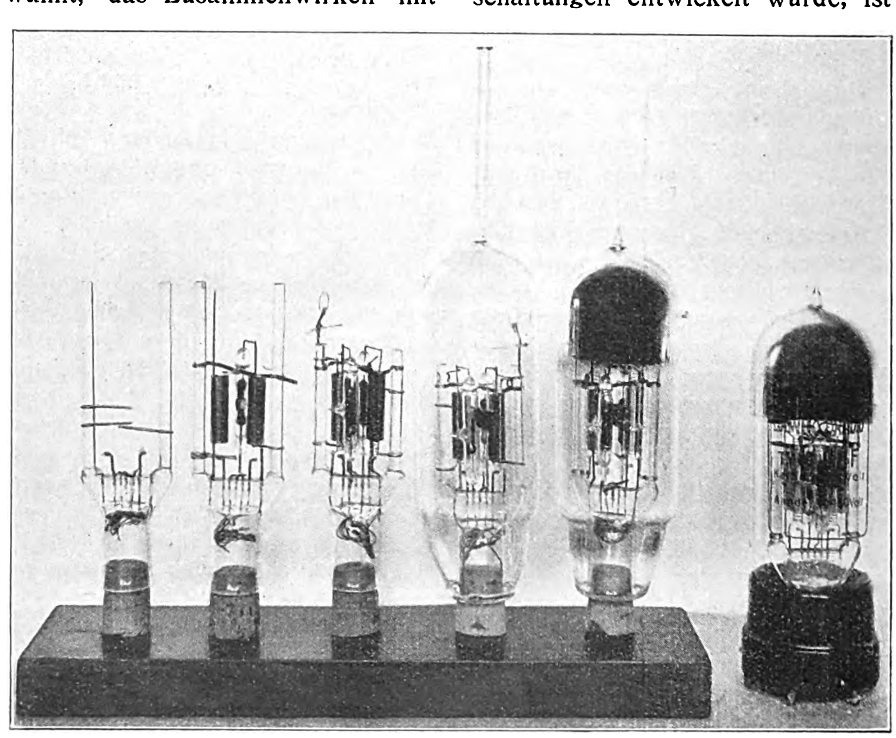


Bild 7.


Digitized by Google

für den Uebergang zu Eingittersystemen war die leichtere Herstellbarkeit und die etwas geringere schädliche Kapazität. Auch für die Berechnung der Verstärker stellten sich mit dem Uebergange zu Eingittersystemen so erhebliche Vereinfachungen ein, daß auf theoretischem Wege die im Abschnitt B angedeutete Ermittlung der günstigsten Abmessungen möglich wurde. Trotz der Verwendung nur e i n e s Gitters sind die Verstärkungseigenschaften der neuen Hochfrequenz-Zweifachröhren größer als die der älteren Type. Zum Teil ist dies auf größere wirksame Heizfädenlängen zurückzuführen. In erster Linie wurde jedoch der Fortschritt durch einen sehr viel kapazitätsärmeren Aufbau bewirkt. Daß der Aufbau der neuen Röhre sehr viel kapazitätsärmer ist als bei der älteren Röhre, zeigt am besten ein

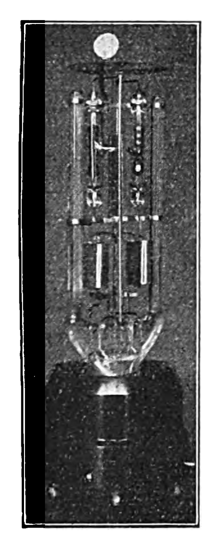


Bild 8.

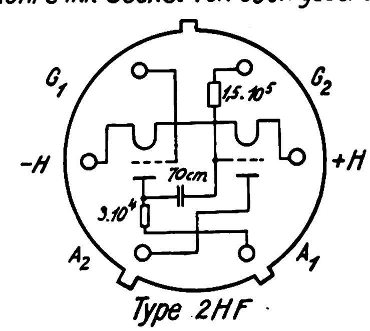



Bild 9.

Vergleich der in Bild 6 photographierten Innensysteme. Die vielen parallel angeordneten Haltedrähte für den Elektrodenaufbau und die besonders kritischen Glasknüppel fallen bei dem neuen rechts abgebildeten System fort. Die kritischen Leitungen, vor allem die Leitungen, die die Gitter-Anode-Kapazität herabsetzen, haben nur wenige Millimeter Länge. Auch im Glasquetschfuß sind die kritischen Leitungen ($G_1$ und $A_2$) weit entfernt von den mit der Batterie verbundenen Leitungen und sehr weit entfernt voneinander angeordnet. Der Leitungsverlauf im Glasquetschfuß ist auch deutlich aus Bild 7 zu entnehmen, das den fabrikationsmäßigen Entwicklungsgang der neuen Hochfrequenzröhre zeigt. Neben der bereits abgebildeten Fabrikationstype sind eine Reihe anderer Modelle mit direkter und indirekter Heizung durchgebildet worden. Eine recht kapazitätsarme Ausführung für Röhren mit je zwei Fäden ist in Bild 8 wiedergegeben. Die Schaltung der neuen Einheit für aperiodische Hochfrequenzverstärker geht aus Bild 9 hervor, in der gleichzeitig die Abmessungen des Kopplungsgliedes angegeben sind.

In elektrischer Hinsicht weicht die neue Type noch insofern von der älteren Hochfrequenzröhre ab, als die Röhre im Sinne der in den letzten Abschnitten gebrachten Gesichtspunkte dimensioniert ist und im besonderen nur im Rundfunkwellenbereich einen hohen Verstärkungsgrad besitzt. Die Gleichstromkennlinien eines Röhrensystemes, wie es in der Type Verwendung findet, zeigt Bild 10. Weiterhin ist bei der neuen Röhre der durch die Anodenrückwirkung bedingte Ohmsche Scheinwiderstand an der Eingangsseite durch die bessere Dimensionierung sehr heraufgesetzt.

Der außerordentliche Vorteil des Mehrfachröhrenaufbaues für aperiodische Verstärker ist selbstverständlich nur solange in vollem Maße gegeben, als

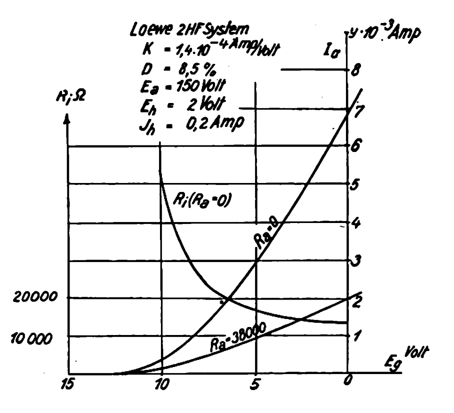



Bild 10.

nicht durch die Hintereinanderschaltung mehrerer Röhren sich erhebliche zusätzliche Kapazitäten ergeben. Durch Verwendung sehr kapazitätsarmer Röhrensockel — Bild 11 zeigt einen solchen Sockel der Loewe-Radio von unten — und durch geschickte

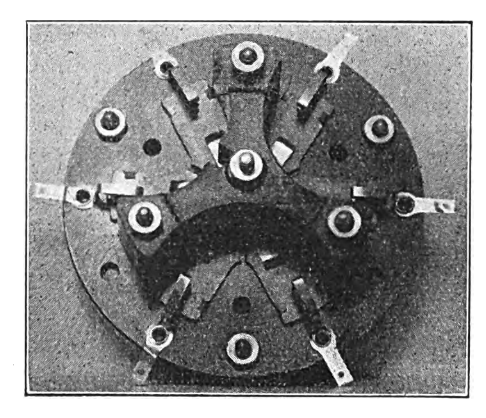


Bild 11.

Anordnung der Sockel- und Verbindungsleitungen können jedoch, wie entsprechende Messungen zeigten, die jeder Stufe zusätzlichen Kapazitäten in so niedrigen Grenzen (weniger als 2—3 cm) gehalten werden, daß die Verstärkungseigenschaften auch in der Nähe der größten Frequenz des Bereiches nicht erheblich geschwächt werden.

## E. Der aperiodische Verstärker in der Schaltung.

Sollen aperiodische Verstärker für Empfangszwecke benutzt werden, so bestehen für die Einschaltung der Selektionsmittel verschiedene Möglichkeiten. Grundsätzlich empfiehlt es sich, einen Teil der Selektionsmittel v o r den Verstärker zu legen, um zu verhindern, daß die hohen Spannungen naher Stationen nicht in den Endstufen des Verstärkers so große Amplituden annehmen, daß eine

Digitized by Google

Modulation der schwachen Schwingungen durch die Wirkung der Kennlinienkrümmung eintritt. Werden alle Selektionsmittel wie bei manchen Anlagen für den Empfang sehr langer Wellen vor den Hochfrequenzverstärker gelegt, so besteht eine gewisse Gefahr für Selbsterregung, insbesondere wenn die Gleichrichtung und Niederfrequenzverstärkung durch einen Widerstandsempfänger erfolgt. In einer solchen Kombination, in der alle Hochfrequenzverstärkerstufen, die Gleichrichter- und die Niederfrequenzverstärkerstufen über Widerstände miteinander gekoppelt sind, würde etwa für die Frequenz die Gefahr einer Selbsterregung am größten werden, die in der Anlage die größte Verstärkung erfährt. Der Hochfrequenzverstärker selbst hat je nach der ein Teil der Selektionsmittel zwischen Hochfrequenzverstärker und Gleichrichter geschaltet werden. Dies ist der Fall bei der in Bild 12 wiedergegebenen Schaltung, die sich als außerordentlich vorteilhaft erwiesen hat. Um mit wenig Schwingungskreisen den jeweilig erforderlichen Selektionsgrad zu erhalten, kommt es selbstverständlich sehr darauf an, daß die Schwingungskreise an der Eingangsseite und an der Ausgangsseite des Hochfrequenzverstärkers so angekoppelt werden, daß ihre Dämpfung, gegenüber der natürlichen Dämpfung, nur wenig erhöht wird. Der Widerstand an der Eingangsseite ist im Rundfunkwellenbereich, wie die im Abschnitt C (Bild 4) wiedergegebenen Messungen erkennen lassen, groß gegenüber den Resonanzwiderständen der Schwin-

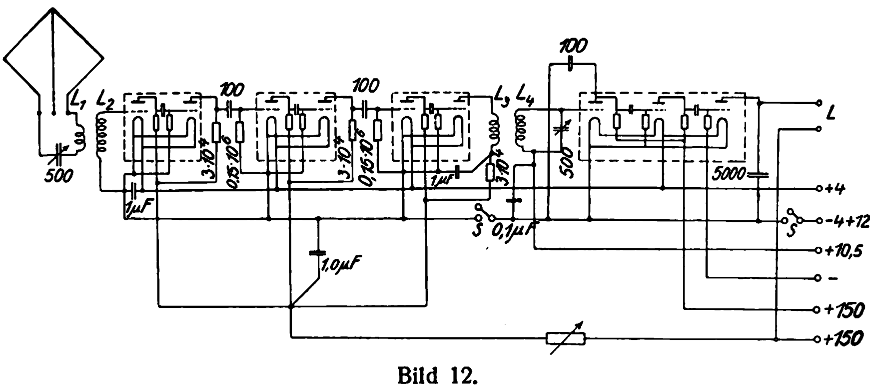



Bild 12.

Dimensionierung der Gitterkondensatoren und Ableitewiderstände eine anders gelegene Maximalverstärkung im Bereich der Hochfrequenzen. Hoch- und Niederfrequenzverstärker zusammen gesehen ergeben eine resultierende Verstärkungskurve, deren Maximalverstärkungsgrad etwa bei einer Frequenz liegt, die sich an der Grenze zwischen Hoch- und Niederfrequenz, also bei etwa $10^4$ Hertz befindet. In welcher Größenanordnung der maximale Verstärkungsgrad einer Anlage liegen kann, in der Hoch- und Niederfrequenzverstärker ohne Zwischenschaltung von Selektionsmitteln galvanisch hintereinander geschaltet sind, zeigt die folgende Rechnung: Nach der Messung Bild 5 ist der Verstärkungsgrad der gemessenen Einheit bei $10^4$ Hertz etwa gleich dem Verstärkungsgrad bei der höchsten Frequenz des Rundfunkbereichs. Besitzt beispielsweise der Hochfrequenzverstärker bei diesen beiden Frequenzen eine Spannungsverstärkung von $5 \cdot 10^3$, und hat der Niederfrequenzverstärker an der oberen Grenze des Hörbereichs nur noch einen Spannungsverstärkungsgrad von $2 \cdot 10^2$, so beträgt bei der Frequenz $10^4$ Hertz die resultierende Gesamtverstärkung der Anlage $10^6$. Ein so hoher Verstärkungsgrad läßt sich nur sehr schwer stabil verwirklichen, insbesondere wenn der Betrieb aus gemeinsamen Stromquellen erfolgt. Aus diesem Grunde ist anzustreben, daß der Gesamtverstärkungsgrad der Anlage für irgendeine Frequenz nie größer werden kann als der Maximalverstärkungsgrad des Hochfrequenzverstärkers oder des Niederfrequenzverstärkers allein. Werden alle Selektionsmittel vor die Verstärker gelegt, so läßt sich dies erreichen, indem vor oder hinter den Gleichrichter eine Siebkette geschaltet wird, die nur Hochfrequenzen oder Niederfrequenzen durchläßt. Eine besondere Siebkette läßt sich vermeiden, indem gungskreise. Es würde sich daher keine erhebliche Dämpfungsvermehrung ergeben, wenn der erste Schwingungskreis (Rahmenkreis) unmittelbar an die Eingangsseite des Hochfrequenzverstärkers gelegt wird. Die induktive Kopplung mit dem Rahmenkreis ist in Bild 12 nur vorgeschlagen, um den Antenneneffekt des Rahmens soweit zu verringern, daß eine gute Richtcharakteristik erhalten wird. An der Ausgangsseite des Verstärkers, wo ein relativ niedriger innerer Widerstand (etwa 20000 Ohm) bei den verschiedenen Verstärkungseinheiten besteht, kommt es im Interesse der Selektion sehr auf eine lose Ankopplung an, die bei dem großen Verstärkungsüberschuß der Anlage ohne weiteres möglich ist. Durch geeignete Dimensionierung der Kopplung und durch Verwendung guter Hochfrequenzlitze in den Schwingungskreisen gelang es, die Dämpfung der Kreise so herabzusetzen, daß mit nur zwei Schwingungskreisen eine für die meisten Empfangsorte ausreichende Selektion erhalten wurde.

Eine gewisse Beachtung verdient auch die Frage der Lautstärkenregulierung bei den aperiodischen Verstärkern. Soll die erforderliche Regulierung nicht durch Kopplungsänderungen vorgenommen werden, so besteht die Möglichkeit, die Gittervorspannung einer oder mehrerer Stufen oder auch den Heizstrom zu verändern. Als besonders ökonomisch und zweckmäßig erwies sich die in Bild 12 dargestellte Methode der Verstärkungsregulierung durch Anodenspannungsänderung mittels eines regelbaren Vorschaltwiderstandes. Selbstverständlich bestehen noch zahlreiche weitere Möglichkeiten, unter denen hier nur noch die Methode erwähnt werden soll, bei der durch Steuerspannungsänderungen oder Reihenwiderstände der innere Widerstand der Endstufe allein und hiermit gleichzeitig die Pseudodämpfung des angekoppelten

Digitized by Google

Schwingungskreises geändert wird. Alle die angedeuteten Methoden der Lautstärkenregulierung sind geräuschlos, da der Hochfrequenzverstärker im mittleren Hörbereich keine sehr hohen Verstärkungsgrad besitzt, und Niederfrequenzspannungen nicht über die abgestimmte Kopplung übertragen werden[6]).

Große Schwierigkeiten ergaben sich anfänglich durch ungewollte Rückkopplungen, die eine volle Ausnutzung des bei Geräten nach Bild 12 vorhandenen

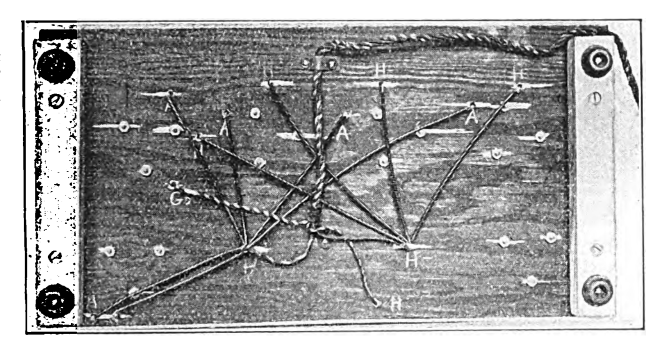


Bild 13.

sehr hohen Verstärkungsgrades hinderten. Um Rückkopplungen über den Spannungsabfall an dem Hochfrequenzwiderstand der Verbindungsleitungen im Innern des Apparates zu vermeiden, erwies sich an einigen Stellen eine strahlenartige Leitungsführung als sehr vorteilhaft. Eine solche strahlenartige

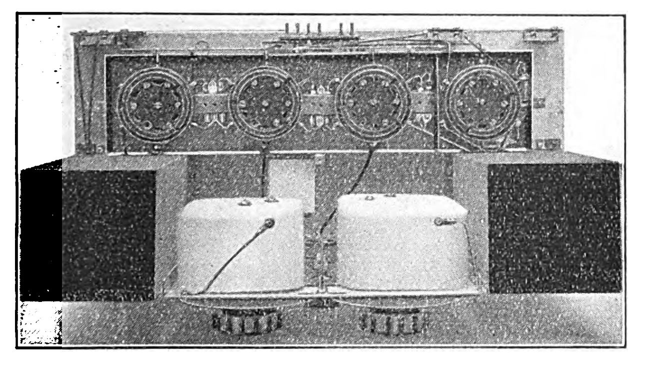


Bild 14.

Leitungsführung, bei der der Scheitelpunkt auf kürzestem Wege über einen großen Kondensator mit der Abschirmung verbunden ist, läßt Bild 13 erkennen. Eine außerordentliche Verminderung der Rückkopplungen im Apparat wurde dadurch erzielt, daß ein Abfließen des Hochfrequenzstromes der letzten Stufe zur Anodenstromquelle verhindert wurde. Zwischen Glühfaden und der letzten Röhre und der Kopplungsspule $L_3$ in Bild 12 ist ein Kondensator von 1 $\mu$ F gelegt. Als Drosselwiderstand für Hochfrequenz, der gleichzeitig die Aufgabe hat, den Anodengleichstrom in der letzten Stufe des Hochfrequenzverstärkers zu begrenzen, dient ein normaler Widerstand von etwa $3 . 10^4$ Ohm. Als recht zweckmäßig zeigte sich weiterhin die Parallelschaltung eines weiteren Blockkondensators zu den Heizfäden der ersten Hochfrequenzröhre.

Die konstruktive Ausführung eines Rundfunk-Rahmenempfängers nach der Schaltung Bild 12 geht aus Bild 14 hervor, das gleichzeitig Anhaltspunkte für eine zweckmäßige Art der Abschirmung und für den kapazitätsarmen Aufbau der Kopplungsglieder zwischen den verschiedenen Hochfrequenzstufen bietet. Ein weiteres Bild des nach den beschriebenen Untersuchungen hergestellten neuen Fernempfängers der Loewe-Radio zeigt Bild 15.

Durch die Auswertung der Eigenschaften aperiodischer Verstärker gelang es, die Herstellungskosten dieses Gerätes auf etwa die Hälfte derjenigen zu senken, die bisher für Rahmenempfänger üblich waren. Neben ihrer hervorragenden Eignung für

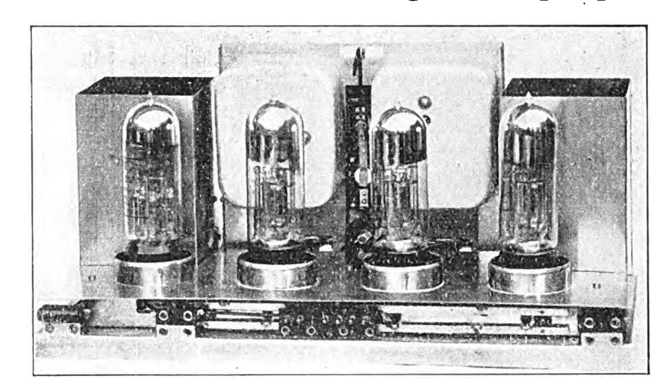


Bild 15.

Empfangszwecke besitzen die aperiodischen Verstärker noch viele andere Anwendungsgebiete, insbesondere in der Meßtechnik kleinster Spannungen und Ströme und in der Schnellbildübertragung dank ihrer extrem kurzen Einschwingzeiten.

## Zusammenfassung.

Das Problem der aperiodischen Verstärker in Kaskadenschaltung wird ausgehend von der einzelnen Stufe behandelt. Eine Methode der theoretischen Vorausberechnung der Röhrendaten zwecks Erzielung optimaler Spannungsverstärkung bei nicht rein Ohmschem Anodenwiderstand wird angegeben. Die bei der Zusammenschaltung der Einheiten zur Kaskade auftretenden Rückwirkungserscheinungen werden in ihrem Einfluß auf die erreichbare Verstärkung und Stabilität besprochen, wobei Messungen an einem Zweirohrsystem mitgeteilt werden. Anschließend kommt die konstruktive Ausführung vielstufiger Hochfrequenzkaskaden mit Mehrfachröhrenaufbau zur Behandlung. Im Schlußkapitel werden die Gesichtspunkte besprochen, die für die Verwendung des Verstärkers für Empfangszwecke maßgebend sind. Es wird darauf hingewiesen, daß Rahmenempfänger mit aperiodischer Hochfrequenzverstärkung bei der Ausführung mit Mehrfachröhren den bekannten Vielröhrenempfängern mit annähernd gleichen Empfindlichkeiten in Herstellung und Betrieb sehr überlegen sind.

(Eingegangen am 24. Dezember 1928.)

[6]) Die etwas höhere Verstärkung, die die aperiodischen Verstärkungen im Bereich der längeren Rundfunkwellen über 1000 m besitzen, ist insofern sogar nicht unvorteilhaft, als sie ermöglicht, den kleinen Rahmen für die Rundfunkwellen auch für die Langwellenaufnahme zu verwenden.

Digitized by Google

# Internationale Vergleichungen von Frequenznormalen für elektrische Schwingungen.

Von **E. Giebe** und **A. Scheibe.**

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

**Inhaltsübersicht:**



## 1. Methode und Ergebnisse früherer, Plan und Hilfsmittel der neuen Vergleichungen.

Die erste Vergleichung der Frequenzskalen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (PTR) in Deutschland, des Bureau of Standards (BOS) in den Vereinigten Staaten von Nordamerika und des National Physical Laboratory (NPL) in England fand im April und Mai des Jahres 1924 statt[1]). Die Vergleichung erfolgte durch Fernmessung der Frequenzen einer Anzahl größerer Sendestationen, die in den drei Laboratorien zu gleichen, zuvor verabredeten Zeiten ausgeführt wurde, und ergab für PTR und NPL eine Übereinstimmung der Meßresultate innerhalb von 1 Promille, während von BOS im Frequenzbereich von 15 000 bis 20 000 Hz um einige Promille größere Werte als von NPL und PTR beobachtet wurden.

Da infolge gewisser Schwierigkeiten bei Ausführung von Fernmessungen nicht mit Sicherheit zu entscheiden war, ob die beobachteten Differenzen auf Fehler der angewandten Fernmeßmethoden oder auf tatsächliche Abweichungen der Frequenzskalen zurückzuführen seien, war das Gesamtergebnis nicht befriedigend. Die hieraus entspringende Notwendigkeit, solche internationale Frequenzvergleichungen zu wiederholen, wurde alsbald um so zwingender, als die praktischen Anforderungen an die Genauigkeit von Frequenzmessungen in kurzer Zeit außerordentlich stiegen. Besonders infolge der Entwicklung des Rundfunks nahm die Anzahl der Sendestationen sehr schnell zu, so daß ein störungsfreier Betrieb nur möglich war, wenn jede Station den ihr durch internationale Übereinkunft zugewiesenen Frequenzwert möglichst genau, d. h. praktisch bis auf etwa ± 0,5‰, innehielt.

Für die Staatslaboratorien der verschiedenen Länder erwuchs aus dieser Entwicklung die Aufgabe, die Methoden der Frequenzmessung zu verfeinern, Frequenzskalen möglichst großer absoluter Genauigkeit aufzustellen und durch möglichst unveränderliche Frequenznormale festzulegen; andererseits mußte auch bei den internationalen Frequenzvergleichungen eine wesentlich höhere Meßgenauigkeit angestrebt werden, als sie bei der oben erwähnten ersten Vergleichung erreicht wurde.

Solchen Frequenzvergleichungen kam nun die Erfindung der piezoelektrischen Resonatoren durch W. G. Cady[2]) außerordentlich zugute; bereits im Jahre 1923 hatte Cady[3]) selbst mit Hilfe einiger seiner Resonatoren vergleichende Messungen in verschiedenen Laboratorien ausgeführt. Nachdem die Quarzresonatoren in den darauffolgenden Jahren in ihren Eigenschaften durch verschiedene Forscher näher untersucht waren, schlug das Bureau of Standards im Jahre 1925 vor, dieselben für die internationalen Frequenzvergleichungen zu benutzen, und zwar in der Form der sogenannten piezoelektrischen Oszillatoren.

Die Reichsanstalt benutzte, während diese Messungen mit den Oszillatoren schon im Gange waren, die Gelegenheit, die hier entwickelten leuchtenden piezoelektrischen Resonatoren nach E. Giebe und A. Scheibe[4]) zur internationalen Vergleichung mit heranzuziehen.

Für diese in den Jahren 1926 und 1927 durchgeführten internationalen Frequenzvergleichungen dienten die folgenden Frequenznormale:

a) Zwei piezoelektrische Oszillatoren des Bureau of Standards; diese waren noch nicht wie der später benutzte Oszillator unter b) mit einem Thermostaten ausgerüstet, der den Zweck hat, den Quarzkristall, der einen ziemlich hohen Temperaturkoeffizienten der Frequenz besitzt (Größenordnung $3-5 \cdot 10^{-5}$/Grad), auf einer bestimmten konstanten Temperatur zu halten.

b) Ein piezoelektrischer Oszillator des Bureau of Standards mit Thermostat.

c) Vier piezoelektrische Leuchtresonatoren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

An der Vergleichung waren die Staatslaboratorien von fünf Staaten beteiligt: Bureau of Standards (BOS) in den Vereinigten Staaten von Nordamerika, National Physical Laboratory (NPL) in England, Télégraphie Militaire (TM) in Frankreich, Instituto Elettrotecnico e Radiotelegrafico (IE) in Italien, Physikalisch-Technische Reichsanstalt (PTR) in Deutschland.

## 2. Der Normalfrequenzmesser und das Meßverfahren der PTR.

Der Normalfrequenzmesser der Reichsanstalt ist bereits früher ausführlich beschrieben[5]), so daß an dieser Stelle ein Hinweis auf seine wesentlichsten

---

[1]) Vgl. E. Giebe, E. Alberti und E. Leithäuser. E. N. T 3, S. 69—76, 1926.

[2]) W. G. Cady, Proc. Inst. Rad. Eng. 10, S. 83, 1922.
[3]) „ „ „ „ „ „ „ „ 12, S. 805, 1924.
[4]) E. Giebe und A. Scheibe, ETZ 47, S. 380, 1926.
[5]) E. Giebe u. E. Alberti, Ztschr. f. techn. Phys. 6, S. 92, 1925.


Digitized by Google

Eigenschaften genügt. Der Apparat besteht aus Thomsonschen Schwingungskreisen, und zwar aus Selbstinduktionsspulen in den Abstufungen $10^{-1}$, $10^{-2}$, $5 \cdot 10^{-3}$, $10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-4}$ Henry und aus verlustfreien, festen Luftkondensatoren der dekadisch abgestuften Kapazitäten von 50 bis 200 000 $\mu\mu$F, sowie aus Drehkondensatoren geeigneten Meßbereichs für die Feineinstellung. Durch elektrische Abschützung von Spulen und Kondensatoren sind die Eigenfrequenzen der Schwingungskreise genau definiert, sie wurden in folgender Weise absolut geeicht:

1. durch Berechnung nach Thomson's Formel aus den absolut gemessenen Selbstinduktionen und Kapazitäten einschließlich Spulenkapazitäten,
2. nach der Methode der harmonischen Oberschwingungen, wobei die Frequenz der Grundschwingung aus der Tourenzahl einer umlaufenden Maschine oder mit Hilfe einer Stimmgabel ermittelt wurde.

Die relative Meßgenauigkeit bei Messungen im Frequenzbereich ein und derselben Spule beträgt jetzt $1-2 \cdot 10^{-5}$, die absolute Genauigkeit kann, nachdem mehrjährige gute Erfahrungen über die zeitliche Unveränderlichkeit des Frequenzmessers vorliegen, zu etwa $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ geschätzt werden[6]); dabei wird für höchste Genauigkeitsanforderungen die zu messende Frequenz mit mehreren verschiedenen Kombinationen von Induktivitäten und Kapazitäten bestimmt. Bei den vorliegenden Messungen wurden vier Induktivitäten von $10^{-2}$, $5 \cdot 10^{-3}$, $10^{-3}$ und $5 \cdot 10^{-4}$ Henry und Kapazitätsbeträge von 2000 bis 8000 $\mu\mu$F benützt.

Die Abstimmung des Normalfrequenzmessers auf die zu messende Senderfrequenz erfolgte nach der Resonanzausschlagsmethode mittels Spiegelgalvanometers und aperiodischen Detektorkreises. Da zur Vermeidung von Kopplungseinflüssen sowohl erregender Sender als auch Detektorkreis sehr lose mit dem Frequenzmesser gekoppelt sein müssen, so konnte man die sehr schwachen Schwingungen der Piezooszillatoren nicht unmittelbar, sondern nur auf dem Umwege über einen Hilfssender größerer Leistung messen. Dieser Sender wurde mit einer seiner harmonischen Oberschwingungen auf die Schwingung des Piezooszillators nach der Schwebungsmethode mittels Detektors, Lautverstärkers und Telefons abgestimmt, seine Grundfrequenz wurde dann mit dem Normalfrequenzmesser gemessen. Dieses indirekte Verfahren bot den Vorteil, daß die Grundschwingung des Hilfssenders für den Meßbereich der jeweilig benutzten Selbstinduktionsspule des Frequenzmessers passend ausgewählt werden konnte, es wurde daher mit Nutzen auch bei der Messung der Leuchtresonatoren angewandt (vgl. Abschnitt 5). Die durch das Verfahren hinzukommenden Fehler sind verschwindend klein, weil die Genauigkeit der Schwebungsmethode bei hohen Frequenzen außerordentlich groß ist.

6) Die absolute Genauigkeit der Frequenzskala der Reichsanstalt ist neuerdings auf etwa das Zehnfache gesteigert, vgl. den demnächst in der Zeitschrift für Instrumentenkunde erscheinenden Tätigkeitsbericht der PTR für das Jahr 1928. (Ref. in ds. Ztschr. folgt).

### 3. Piezooszillatoren ohne Thermostat als Vergleichsnormale.

Ein Oszillator (BS 33 465 — D mit Quarzplatte Nr. 15) wurde von den verschiedenen Laboratorien in der Reihenfolge Amerika, England, Frankreich, Italien, Deutschland, Amerika, ein zweiter (BS 33 465 — C mit Quarzplatte Nr. 16) in der umgekehrten Reihenfolge gemessen. Die beiden Apparate wurden zu verschiedenen Zeiten vom Bureau of Standards im Jahre 1926 abgesandt und trafen in der PTR so ein, daß sie hier gleichzeitig um die Jahreswende 1926/27 gemessen werden konnten. Sie hatten beide die gleiche Konstruktion und enthielten im wesentlichen eine Verstärkerröhre, einen Schwingungskreis, einen Quarzplattenresonator und ein im Anodenkreis der Röhre liegendes Milliamperemeter zur Messung der Stärke des Anodengleichstromes. Die kreisförmige Quarzplatte hatte einen Durchmesser von 36 mm, eine Dicke von 6 mm und lag in einem aus Isoliermaterial bestehenden Gehäuse zwischen zwei als Anregungselektroden dienenden vernickelten Messingplatten, die wahlweise mittels eines Umschalters entweder an Gitter und Kathode oder an Gitter und Anode der Röhre angeschaltet werden konnten. Der Resonator hatte drei elastische Grundschwingungen der Frequenzen 75 000 Hz, 106 000 Hz und 456 000 Hz, auf welche der im Anodenkreis der Verstärkerröhre liegende Schwingungskreis mit Hilfe eines Drehkondensators abzustimmen war. Der Oszillator wurde folgendermaßen in Betrieb gesetzt: Von der Einstellung 0° des Drehkondensators ausgehend, steigert man langsam und stetig dessen Kapazität. Von einem gewissen Kapazitätsbetrag ab nimmt, wenn die vom Quarzresonator gesteuerten Schwingungen einsetzen, die Stärke des Anodengleichstromes allmählich ab bis zu einem Minimum, das bei einer bestimmten Kondensatoreinstellung erreicht wird. Nach Überschreiten dieser Einstellung schnellt der Anodenstrom plötzlich auf seinen Anfangswert zurück, die Schwingungen setzen aus. Man stellt für den Betrieb so ein, daß der Anodenstrom nahezu den Minimalwert hat, die vom Quarz erregten Schwingungen haben dann die größte Intensität.

Die Handhabung der Oszillatoren war insofern etwas schwierig, als die Schwingungen der Frequenzen 75 000 und 106 000 Hz nur recht schwer erregbar waren, während der Messung oft aussetzten und bei geringer Stabilität in ihrer Amplitude schwankten. Hierdurch kam eine gewisse Unsicherheit in die Messung dieser Frequenzen. Die dritte Frequenz von 456 000 Hz hingegen setzte leichter ein, zeigte sich stabil und war daher sicherer zu messen.

Die Meßresultate aller Laboratorien sind in den Tabellen 1 und 2 zusammengestellt. Im BOS wurden die Oszillatoren zweimal gemessen, vor Absendung aus Washington und nach Rückkehr dorthin. Beide Meßwerte, die in den ersten beiden Zeilen stehen, sind gemittelt ($BOS_m$, in der dritten Zeile). Dieses Mittel ist mit den Resultaten der übrigen Laboratorien zum Gesamtmittel vereinigt, das in der letzten Zeile der Tabellen verzeichnet ist. Die relativen Abweichungen der Einzelergebnisse vom Gesamtmittel sind in den Vertikalspalten unter $\Delta$ angegeben, sie betragen bis zu $-10{,}5 \cdot 10^{-4}$ und $+6{,}0 \cdot 10^{-4}$. Die

Digitized by Google

mittleren Abweichungen $\Delta_m$ vom Mittel ergeben sich zu $\pm$ 1,3 bis $\pm$ $4{,}7 \cdot 10^{-4}$, also zu einigen Zehntel Promille.

Das Gesamtergebnis dieser Vergleichung ließ zwar einen deutlichen Fortschritt gegenüber den ersten durch Fernmessungen ausgeführten Vergleichungen erkennen, jedoch war es ziemlich wahrscheinlich, daß die Differenzen zwischen den Meßergebnissen der verschiedenen Länder nicht auf Differenzen in ihren Normalfrequenzskalen zurückzuführen seien, sondern auf Mängel der benützten Piezooszillatoren. Einer dieser Mängel ist anscheinend die schon oben erwähnte Instabilität der Schwingung bei den Frequenzen von 75 000 und 106 000 Hz. Auch die zeitliche Konstanz dieser Frequenznormale dürfte für die erwünschte Genauigkeit der Vergleichsmessungen nicht ausreichend sein; für den Oszillator 33465-D z. B. wurden im BOS zu Beginn und am Schluß aller Messungen die beiden Werte 75 300 und 75 330 Hz gemessen, die sich um $4 \cdot 10^{-4}$ unterscheiden. Dazu kommt endlich noch die Unsicherheit, die durch den hohen Temperaturkoeffizienten ($3 - 5 \cdot 10^{-5}$/Grad) solcher Oszillatoren bedingt ist.

Vom BOS wurde daher, noch während die Vergleichungen der besprochenen Oszillatoren im Gange waren, eine verbesserte Konstruktion entwickelt, die mit einem Thermostaten zur Festlegung der Temperatur des Quarzresonators ausgerüstet ist.

### 4. Piezooszillator mit Thermostat als Vergleichsnormal.

Der Piezooszillator enthielt zwei Quarzplattenresonatoren mit je einer Eigenfrequenz von etwa 200 000 Hz. Die Resonatoren befanden sich zur Konstanthaltung ihrer Temperatur in einem elektrisch geheizten Thermostaten. Die Heizung ist eine halbe Stunde vor Beginn der Messungen einzuschalten, die Temperatur während der Messung betrug 46° C, im übrigen war der Apparat im Prinzip von ähnlicher Konstruktion wie in Abschnitt 3 bereits beschrieben. Zur Einhaltung möglichst gleicher Betriebsbedingungen der Oszillatorröhre (Type U X 210 für 90 V Anodenspannung) waren Meßgeräte für die Heizfaden- und Anodenspannung eingebaut.

An den Messungen in den einzelnen Laboratorien, die im Sommer 1927 ausgeführt wurden, war Herr Dellinger vom BOS persönlich beteiligt. In der PTR erfolgte die Messung der beiden Frequenzen nach dem gleichen Verfahren, das auch für die anderen Oszillatoren angewandt worden war.

Die Resultate der Messungen sind in der Tabelle 3 in gleicher Weise wie bei den Tabellen 1 und 2 angeordnet und gemittelt worden. Die beiden Quarzplatten sind mit Y und Z bezeichnet. Die Meßergebnisse aller Laboratorien stimmen ganz wesentlich besser miteinander überein als bei den beiden früheren Piezooszillatoren in Tabelle 1 und 2, was auf die Benutzung eines Thermostaten und wohl auch noch auf andere Konstruktionsverbesserungen zurückzuführen sein dürfte. Die Abweichungen der Einzelwerte vom Mittelwert liegen durchweg unterhalb $1 \cdot 10^{-4}$, erreichen im Maximum $+ 5 \cdot 10^{-5}$ und $- 7 \cdot 10^{-5}$ und betragen im Mittel $\pm$ $4 \cdot 10^{-5}$.

Dieses gute Ergebnis führt zu dem Schluß, daß die Normalfrequenzskalen der an der Vergleichung beteiligten Staaten im Bereich von $2 \cdot 10^5$ Hz innerhalb von $\pm$ 4 Hunderttausendsteln miteinander übereinstimmen.

### 5. Leuchtende piezoelektrische Resonatoren als Vergleichsnormale.

Bis zu Beginn der besprochenen Vergleichungen waren in der Reichsanstalt über das Verhalten der hier entwickelten leuchtenden piezoelektrischen Resonatoren Erfahrungen gewonnen, die ihre Benutzung

Tabelle 1.

**Piezooszillator BS 33 465-D mit Quarzplatte Nr. 15 ohne Thermostat.**

| Labor. | Datum | Frequ. $f_a$ | $\Delta f$ | Frequ. $f_b$ | $\Delta f$ | Frequ. $f_c$ | $\Delta f$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | Hz | $\cdot 10^{-4}$ | Hz | $\cdot 10^{-4}$ | Hz | $\cdot 10^{-4}$ |
| Amerika BOS | Dez. 25<br>Juli 27 | 75 300<br>75 330 | | 106 240<br>106 240 | | 455 400<br>455 570 | |
| $BOS_m$ | | 75 315 | — 2,4 | 106 240 | + 2,6 | 455 485 | — 1,4 |
| England NPL | Febr. 26 | 75 344 | + 1,5 | 106 273 | + 5,7 | 455 560 | + 0,2 |
| Frankreich TM | Juli 26 | 75 330 | — 0,4 | 106 100 | —10,5 | 455 700 | + 3,3 |
| Italien IE | Sept. 26 | 75 347 | + 1,9 | 106 200 | — 1,1 | 455 474 | — 1,6 |
| Deutschland PTR | Jan. 27 | 75 331 | — 0,3 | 106 248 | + 3,4 | 455 525 | — 0,5 |
| Mittelwert $f_m$ | | 75 333 Hz | | 106 212 Hz | | 455 549 Hz | |
| Mittl. Abweichg. $\Delta_m$ | | $\pm 1{,}3 \cdot 10^{-4}$ | | $\pm 4{,}7 \cdot 10^{-4}$ | | $\pm 1{,}4 \cdot 10^{-4}$ | |

Tabelle 2.

**Piezooszillator BS 33 465-C mit Quarzplatte Nr. 16 ohne Thermostat.**

| Labor. | Datum | Frequ. $f_a$ | $\Delta f$ | Frequ. $f_b$ | $\Delta f$ | Frequ. $f_c$ | $\Delta f$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | Hz | $\cdot 10^{-4}$ | Hz | $\cdot 10^{-4}$ | Hz | $\cdot 10^{-4}$ |
| Amerika BOS | Mai 26<br>Dez. 27 | 75 037<br>75 048 | | 105 870<br>105 875 | | 455 833<br>455 840 | |
| $BOS_m$ | | 75 042 | — 0,4 | 105 872 | — 2,5 | 455 836 | — 2,7 |
| Deutschland PTR | Jan. 27 | 75 035 | — 1,3 | 105 879 | — 1,9 | 455 940 | — 0,4 |
| Italien IE | März 27 | 75 090 | + 6,0 | 105 952 | + 5,0 | 456 152 | + 4,2 |
| Frankreich TM | Juni 27 | 75 004 | — 5,5 | | | 455 940 | — 0,4 |
| England NPL | Juli 27 | 75 054 | + 1,2 | 105 891 | — 0,8 | 455 930 | — 0,7 |
| Mittelwert $f_m$ | | 75 045 Hz | | 105 899 Hz | | 455 960 Hz | |
| Mittl. Abweichg. $\Delta_m$ | | $\pm 2{,}9 \cdot 10^{-4}$ | | $\pm 2{,}6 \cdot 10^{-4}$ | | $\pm 1{,}7 \cdot 10^{-4}$ | |

als Frequenznormale auch für die internationalen Vergleichungen aussichtsreich erscheinen ließen. Untersuchungen über die Konstanz und Einstellgenauigkeit dieser Resonatoren hatten recht gute Resultate ergeben, der Temperaturkoeffizient ist sehr gering, mehr denn zehnmal kleiner als bei den Piezooszillatoren. Über die Eigenschaften der Leuchtresonatoren wird demnächst an anderer Stelle berichtet werden, hier sei nur noch auf die große Einfachheit der Handhabung hingewiesen; die bei Piezooszilla-

Digitized by Google

toren erforderlichen Hilfsmittel, Heiz- und Anodenbatterie sowie Thermostat, sind bei Leuchtresonatoren entbehrlich.

Auf Grund dieser Erfahrungen wurden von der Reichsanstalt zugleich mit den schon besprochenen Piezooszillatoren vier Leuchtresonatoren mit den Nummern 10001 bis 10004 zur Messung in den verschiedenen Laboratorien abgesandt. Die Eigenfrequenzen der Resonatoren wurden wesentlich höher gewählt als die der Piezooszillatoren, weil es praktisch von besonderem Interesse war, zu wissen, wie genau die Frequenzskalen der verschiedenen Länder in dem so dicht besetzten Frequenzbereich der Rundfunksender miteinander übereinstimmen. Mit Rücksicht hierauf wurden Resonatoren der Nennfrequenzen $5.10^5$, $7{,}5.10^5$, $2.10^6$ und $4.10^6$ Hz beschafft, die

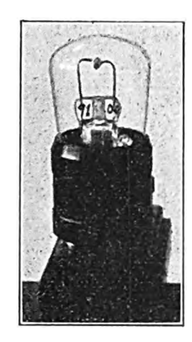


Bild 1.

aber, was ausdrücklich bemerkt sei, bei der Kürze der Zeit bezüglich ihrer Konstanz und Empfindlichkeit nicht besonders ausgewählt und untersucht werden konnten; es sind also fabrikmäßig hergestellte Leuchtresonatoren[7]), die vor ihrer Rundreise nur einmal in der Reichsanstalt gemessen wurden. Ein zweiter Resonator jeder Frequenz blieb zur Kontrolle in der Reichsanstalt zurück. Die Resonatoren Nr. 10004 und 10003 ($5.10^5$ und $7{,}5.10^5$ Hz), deren Form aus Bild 1 ersichtlich ist, bestanden aus parallelepipedischen Quarzstäbchen, welche in ihrer longitudinalen Grundschwingung angeregt werden; die im übrigen gleich gebauten Resonatoren 10002 und 10001 ($2.10^6$ und $4.10^6$ Hz) enthielten quadratische Quarzplättchen und werden in einer besonders ausgeprägten Eigenfrequenz der elastischen Plattenschwingungen erregt. Das Glasgefäß (Bild 1) ist mit einem Gemisch von Neon und Helium gefüllt, der Gasdruck beträgt wenige mm Hg.

Zur Abstimmung eines Senders auf die Eigenfrequenz eines leuchtenden piezoelektrischen Resonators dient das folgende Verfahren. Der Sender wird zunächst ungefähr auf die Eigenfrequenz des Resonators eingestellt, z. B. mit Hilfe eines rohen Wellenmessers. Der Resonator ist an die Enden einer passend gewählten Spule anzuschließen, die mit dem Sender induktiv gekoppelt wird. Für die Resonatoren Nr. 10004 und 10003 dient eine Spule von 250 Windungen, für Nr. 10002 bzw. 10001 eine solche von 75 bzw. 35 Windungen. Die Spulen sind von der im Radiohandel erhältlichen einfachen Art. Der Stromkreis des Resonators braucht also nicht auf dessen Eigenfrequenz abgestimmt zu werden. Die Spulen haben nur den Zweck, eine durch Kopplungsänderung leicht regulierbare, genügend hohe Wechselspannung an den Resonatoren zu erzeugen.

Die Spule des Resonators wird zuerst so eng mit dem Sender gekoppelt, daß das Resonatorgefäß von einem schwachen Glimmlicht erfüllt ist. Die Frequenz des Senders wird dann sehr langsam geändert, bis das Aufleuchten des Quarzes den Eintritt der Resonanz anzeigt. Am Sender müssen Hilfsmittel vorhanden sein, z. B. fein einstellbare Kondensatoren kleiner Kapazität, welche die Frequenz bis auf ein Tausendstel Prozent sicher einzustellen gestatten.

Um die genaue Resonanzeinstellung des Senders zu finden, wird die Koppelung zwischen Sender und Resonatorspule allmählich so lose gemacht, daß der Quarz nur eben aufleuchtet, wenn die Senderfrequenz den richtigen Wert hat. Bei losester Koppelung beträgt die Leuchtbreite eines empfindlichen Resonators, d. h. das Frequenzintervall, innerhalb dessen

Tabelle 3.

**Piezooszillator des Bureau of Standards mit Quarzplatten Y und Z mit Thermostat.**

| Resonator Nr. | | Y | | Z | |
|---|---|---|---|---|---|
| Labor. | Datum | Frequ. $f$ | $\Delta f$ | Frequ. $f$ | $\Delta f$ |
| | | Hz | $\cdot 10^{-4}$ | Hz | $\cdot 10^{-4}$ |
| Amerika BOS | Juni 28 | 200 122 | | 200 142 | |
| | Nov. 28 | 200 115 | | 200 138 | |
| $BOS_m$ | | 200 118 | — 0,3 | 200 140 | — 0,1 |
| England NPL | Juli 28 | 200 118 | — 0,3 | 200 128 | — 0,7 |
| Frankreich TM | Aug. 28 | 200 134 | + 0,5 | 200 149 | + 0,4 |
| Italien IE | Aug. 28 | 200 119 | — 0,3 | 200 137 | — 0,2 |
| Deutschland PTR | Aug. 28 | 200 131 | + 0,4 | 200 152 | + 0,6 |
| Mittelwert $f_m$ | | 200 124 Hz | | 200 141 Hz | |
| Mittlere Abweichung $\Delta_m$ | | $\pm 0{,}4 \cdot 10^{-4}$ | | $\pm 0{,}4 \cdot 10^{-4}$ | |

das Leuchten bestehen bleibt, wenige Hunderttausendstel. Die Grenzen dieses Intervalls legt man zunächst fest durch diejenigen Gradeinstellungen des Senderkondensators, bei denen das Leuchten gerade ein- oder aussetzt. Stellt man dann den Kondensator auf die Mitte zwischen jenen beiden Grenzeinstellungen, so ist die Senderfrequenz bis auf etwa $1 \,.\, 10^{-5}$ gleich der Resonatorfrequenz.

Die Messung der Leuchtresonatoren erfolgte in gleicher Weise wie bei den Piezooszillatoren. Da der Normalfrequenzmesser der Reichsanstalt bei sehr hohen Frequenzen nicht die angestrebte hohe absolute Meßgenauigkeit ergibt, so wurde auch hier, wie in Abschnitt 2, ein Hilfssender benutzt und nach der Schwebungsmethode so abgestimmt, daß die Frequenz einer seiner Oberschwingungen gleich der Grundfrequenz des auf den Leuchtresonator abgestimmten Senders war. Die Frequenz der Grundschwingung des Hilfssenders wurde dann mit dem Normalfrequenzmesser gemessen.

Die Meßergebnisse aller Laboratorien sind in Tabelle 4 in gleicher Weise wie in den früheren Tabellen eingetragen und gemittelt. Der Resonator

[7]) Von der Firma Loewe-Radio, Berlin-Steglitz, Wiesenweg 10.



10001 zerbrach auf dem Transport von Italien nach Frankreich und fiel dadurch für die weiteren Messungen aus. In den ersten beiden Zeilen der Tabelle 4 stehen die beiden Frequenzwerte, die in der Reichsanstalt vor und nach der Rundreise der Apparate gemessen wurden; wie die vorzügliche Uebereinstimmung beider Werte lehrt, ist durch den Transport keine meßbare Aenderung der Normale relativ zur Frequenzskala der Reichsanstalt eingetreten. Aus der Tabelle 4 ist ferner ersichtlich, daß die Meßergebnisse der verschiedenen Laboratorien bei Resonator Nr. 10003 größere Schwankungen zeigen als bei Nr. 10002 und 10004. Die zunächst auftauchende

Tabelle 4.

**Piezoelektrische Leuchtresonatoren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.**

| Resonator Nr. | | 10001 | | 10002 | | 10003 | | 10004 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Labor. | Datum | Frequ. $f$ | $\Delta f$ | Frequ. $f$ | $\Delta f$ | Frequ. $f$ | $\Delta f$ | Frequ. $f$ | $\Delta f$ |
| | | Hz | $\cdot 10^{-4}$ | Hz | $\cdot 10^{-4}$ | Hz | $\cdot 10^{-4}$ | Hz | $\cdot 10^{-4}$ |
| Deutschland PTR | Januar 27<br>April 28 | 3 874 600 | | 1 996 740<br>1 996 750 | | 749 090<br>749 100 | | 500 330<br>500 330 | |
| PTR$_m$ | | 3 874 600 | +0,3 | 1 996 745 | +0,3 | 749 095 | +1,3 | 500 330 | —0,2 |
| Italien IE | April 27 | 3 874 400 | —0,3 | 1 996 500 | —0,9 | 748 920 | —1,1 | 500 370 | +0,6 |
| Frankreich TM | Juli 27 | | | 1 996 750 | +0,3 | 748 860 | —1,9 | 500 310 | —0,6 |
| England NPL | Juli 27 | | | 1 996 730 | +0,2 | 749 150 | +2,0 | 500 380 | +0,8 |
| Amerika BOS | Februar 28 | | | 1 996 700 | +0,1 | 748 970 | —0,4 | 500 300 | —0,8 |
| Mittelwert $f_m$ | | 3 874 500 Hz | | 1 996 685 Hz | | 748 999 Hz | | 500 338 Hz | |
| Mittlere Abweichung $\Delta_m$ | | $\pm 0{,}3 \cdot 10^{-4}$ | | $\pm 0{,}4 \cdot 10^{-4}$ | | $\pm 1{,}3 \cdot 10^{-4}$ | | $\pm 0{,}6 \cdot 10^{-4}$ | |

Vermutung, der Resonator Nr. 10003 sei weniger konstant als die übrigen, haben die nach Abschluß der internationalen Vergleichungen in der Reichsanstalt fortlaufend vorgenommenen Messungen nicht bestätigt. Der fragliche Resonator erwies sich in jeder Beziehung gleichwertig mit den übrigen. Demnach scheint man annehmen zu müssen, daß entweder die Frequenzskalen bei $7{,}5 . 10^5$ Hz weniger gut übereinstimmen als bei $5 . 10^5$ und $2 . 10^6$ Hz, was wenig wahrscheinlich ist, oder daß es sich um Meßfehler handelt, die zufällig bei einem Resonator größer ausgefallen sind als bei den übrigen.

Bei den Resonatoren Nr. 10002 und 10004 sind die mittleren Abweichungen vom Mittel, $\pm\ 4 . 10^{-5}$ und $\pm\ 6 . 10^{-5}$, von derselben Größe wie bei dem Piezooszillator mit Thermostat (Tabelle 3), wo sie $\pm\ 4 . 10^{-5}$ betragen. Das Ergebnis der Messungen mit dem Piezooszillator für $2 \cdot 10^5$ wird also durch die Messungen mit den Leuchtresonatoren bei $5 . 10^5$ und $2 \cdot 10^6$ Hz bestätigt.

## Zusammenfassung.

1. Internationale Vergleichungen der Normalfrequenzskalen der Vereinigten Staaten von Nordamerika, von England, Frankreich, Italien und Deutschland wurden in den Jahren 1926 und 1927 mit drei Piezooszillatoren des Bureau of Standards und vier leuchtenden Piezoresonatoren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durchgeführt, die als Frequenznormale von Laboratorium zu Laboratorium geschickt wurden.

Die Frequenznormale hatten Nennwerte von 75 000, 106 000, 200 000, 456 000, 500 000, 750 000, 2 000 000 und 4 000 000 Hz.

2. Die Frequenzskalen der beteiligten Länder stimmen jetzt bis auf etwa ± 1/25 000 miteinander überein.

3. Gegenseitige Störungen im praktischen drahtlosen Telephonieverkehr können demnach vermieden werden, wenn die Sendestationen ihre Betriebsfrequenzen genau nach den Normalskalen ihrer nationalen Laboratorien einstellen.

4. Piezooszillatoren als Frequenznormale müssen durch einen Thermostaten auf konstanter, ein für alle Male gleicher Temperatur gehalten werden. Leuchtresonatoren haben einen wesentlich kleineren Temperaturkoeffizienten und sind daher ohne Thermostat benutzbar.

5. Zur Frage, ob als Frequenznormal höchster Genauigkeit Piezooszillatoren mit Thermostat oder leuchtende piezoelektrische Resonatoren geeigneter sind, läßt sich, soweit die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit schon ein Urteil zulassen, sagen, daß beide Arten etwa gleichwertig sind. Jedoch dürften zur Klärung dieser Frage noch weitere Untersuchungen und Erfahrungen erforderlich sein. In der praktischen Handhabung sind Leuchtresonatoren einfacher als Piezooszillatoren.

(Eingegangen am 4. Februar 1929.)



# Die unmittelbare Messung von Entfernungen durch elektrische Wellen.

Von **W. Burstyn**, Berlin.

**Inhaltsübersicht.**

Die im Titel gestellte Aufgabe läßt sich dadurch lösen, daß die für geringe Entfernungen geltende Abweichung der Strahlungsgesetze von der Linearität benutzt wird.

---

Die gebräuchlichen Verfahren zur Ortsbestimmung eines Schiffes mit Hilfe der Funkentelegraphie beruhen auf Richtungsbestimmungen. Entweder peilen zwei feste Empfänger den beweglichen Sender an oder der bewegliche Empfänger zwei feste Sender. Immer ist ein von drei Stationen gebildetes Dreieck vorhanden.

Eine wichtige Aufgabe, die auf diese Weise nicht gelöst werden kann, ist die Ortsbestimmung eines Schiffes gegenüber einem zweiten oder insbesondere einer Küstenstation. Erforderlich ist dazu außer der durch Anpeilen gefundenen Richtung die Kenntnis des Abstandes zwischen Sender und Empfänger. Diesen unmittelbar zu messen erlauben die nachstehend beschriebenen Verfahren. Freilich ist die Messung nur auf eine Entfernung von einigen Kilometern hinreichend genau, doch genügt das völlig für den vorliegenden Zweck, nämlich die Vermeidung des Strandens oder Zusammenstoßens von Schiffen im Nebel.

Die Verfahren benutzen den Umstand, daß die Fernwirkung einer Antenne — genauer ausgedrückt, der lineare Wert der elektrischen und magnetischen Stärke ihres Feldes — nur bei großen Entfernungen linear mit der Entfernung abnimmt. Bezeichnet man mit $E_t$ und $H_t$ die Augenblickswerte der elektrischen und magnetischen Feldstärke in der Aequatorialebene eines strahlenden Dipoles im Abstande $r$ und zur Zeit $t$, so ist nach bekannten Formeln[1])

$$E_t = \frac{\lambda J s}{2\pi r^3}\left[\sin\psi + \frac{2\pi r}{\lambda}\cos\psi - \left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)^2 \sin\psi\right] \quad (1)$$

$$H_t = \frac{J_s}{r^2}\left(\cos\psi - \frac{2\pi r}{\lambda}\cdot\sin\psi\right), \quad (2)$$

wobei $\lambda$ die Wellenlänge des Strahlers,
$s$ seine Länge,
$i_t = J\sin\omega t$ seine Stromstärke

und $$\psi = \frac{2\pi c}{\lambda}\left(t - \frac{r}{c}\right).$$

Setzt man die für die Begriffe „Nah- und Strahlungsgebiet" charakteristische Größe

$$\frac{2\pi r}{\lambda} = u,$$

so wird (1) und (2) zu

$$E_t = \frac{4\pi^2 J s}{\lambda^2 u^3}\left[\sin\psi(1-u^2) + u\cos\psi\right] \quad (3)$$

$$H_t = \frac{4\pi^2 J s}{\lambda^2 u^2}(\cos\psi - u\sin\psi) \quad (4)$$

Um beide Formeln als Sinusfunktionen darstellen zu können, wird eingeführt:

In (3): $1 - u^2 = A\cos\eta$, $u = A\sin\eta$,

so daß $$A = \sqrt{1-u^2+u^4} \quad (5)$$

und $$\tan\eta = \frac{u}{1-u^2} \quad (6)$$

Desgleichen in (4): $1 = B\sin\vartheta$, $u = B\cos\vartheta$, so daß

$$B = \sqrt{1-u^2} \quad (7)$$

$$\tan\vartheta = \frac{1}{u} \quad (8)$$

Dies ergibt

$$E_t = \frac{4\pi^2 J s A}{\lambda^2 u^3}[\sin(\psi+\eta)] \quad (9)$$

$$H_t = \frac{4\pi^2 J s B}{\lambda^2 u^2}[\cos(\psi+\vartheta)] \quad (10)$$

mit den Scheitelwerten

$$E = \frac{4\pi^2 J s}{\lambda^2}\cdot\frac{\sqrt{1-u^2+u^4}}{u^3} \quad (11)$$

$$H = \frac{4\pi^2 J s}{\lambda^2}\cdot\frac{\sqrt{1+u^2}}{u^2} \quad (12)$$

Für $u = 1$ wird

$$E_1 = \frac{4\pi^2 J s}{\lambda^2}$$

Damit ergibt sich

$$E = E_1\frac{\sqrt{1-u^2+u^4}}{u^3} \quad (13)$$

$$H = E_1\frac{\sqrt{1+u^2}}{u} \quad (14)$$

Die Phasenverschiebung zwischen beiden beträgt (vgl. 9 und 10)

$$\varphi = \eta - \vartheta$$

Durch Einsetzen von 6) und 8) findet man

$$\tan\varphi = \frac{1}{u^3}. \quad (15)$$

Die Ergebnisse, die ohne weiteres auch für Antennen über gutleitender Erde gelten, sind den Schaulinien $E$, $H$ und $\varphi$ des Bildes 1 zu entnehmen. Es ist noch eine punktierte Hyperbel $V$ eingezeichnet, die zeigt, wie die Feldstärke eines Senders verlaufen würde, der eine viel kürzere Wellenlänge besitzt und dessen Feld im Abstande $u = 1$, für die lange Welle gerech-

[1]) Das Maßsystem ist so gewählt, daß für unendliche Entfernung $E = H$.

Digitized by Google

net (und zugleich in unendlicher Entfernung) ebenso stark ist wie das des langwelligen Senders.

In Bild 2 sind die Werte von $\frac{E}{V}$ und $\frac{H}{V}$ als Funktionen der Entfernungszahl $u$ aufgetragen. Wie ersichtlich, nimmt $\frac{E}{V}$ etwa von $u = 1{,}5$ an mit der Annäherung an den Sender immer schneller zu, während die Aenderung von $\frac{H}{V}$ sich über ein größeres Gebiet erstreckt, aber langsamer erfolgt.

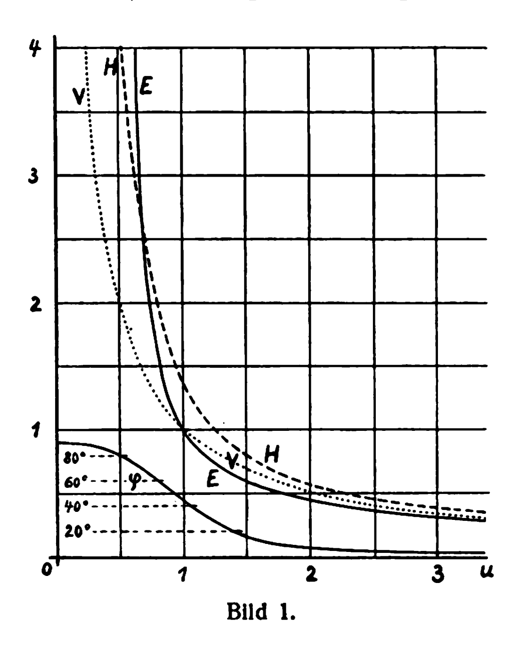



Bild 1.

Das einfachste Mittel zur Entfernungsmessung bietet die Bestimmung oder Schätzung der Größe $\frac{E}{V}$. Die Ausführung kann etwa in folgender Weise vor sich gehen: Der Luftdraht des Gebers sendet abwechselnd zwei Wellen aus, z. B. von 20 km und 1 km Länge. Mit der langen Welle wird — ein bekanntes Verfahren — der Morsebuchstabe *a*, mit der kurzen der komplementäre Buchstabe *n* selbsttätig telegraphiert; beide Buchstaben zusammen ergeben einen Dauerstrich. Um sicherzustellen, daß beide Wellen mit derselben Ueberlagerungswelle den gleichen Interferenzton liefern und stets im selben Stärkeverhältnisse empfangen werden, wird die kurze Welle mit dem 20. Oberton der langen Welle gesteuert und zugleich im Tempo derselben moduliert. Der Empfänger besitzt eine Hochantenne, nimmt also $E$ auf, hat doppelte Abstimmung und empfängt beide Wellen. Der Hörempfang erfolgt durch Ueberlagerung einer Welle von angenähert 20 km Länge, und zwar wird die lange Welle unmittelbar überlagert, die kurze nach Gleichrichtung. Beides kann in derselben Röhre vor sich gehen, so daß eine Aenderung der Heizung o. dgl. bei beiden Wellen in gleichem Maße wirkt. Die Verhältnisse im Geber und Empfänger werden so gewählt, daß in einer Entfernung von rund 3 km ($u = 1$ für die lange Welle) beide Wellen gleich stark empfangen werden. In größerer Entfernung hört man somit die kurze, in geringerer die lange Welle stärker. Das Verhältnis beträgt im Abstande von:

| | | |
|---|---|---|
| 5 km | etwa | 0,8 |
| 3,5 „ | „ | 0,9 |
| 3 „ | „ | 1 |
| 2,5 „ | „ | 1,25 |
| 2 „ | „ | 1,8 |
| 1,5 „ | „ | 3,5 |

Der Beobachter wird also in großen Entfernungen nur den Buchstaben *n* hören, bei geringeren werden auch die Pausen mit einem schwachen Ton gefüllt, in 3 km Entfernung hört er einen ununterbrochenen Ton und in noch geringerer Nähe tritt das warnende *a* immer stärker hervor. Um die Entfernung akustisch zu messen, braucht man nur den Empfang des *a* durch einen geeichten Widerstand im Abstimmkreise der langen Welle soweit zu schwächen, daß die beiden Buchstaben wieder verschwimmen. Schwankungen von 10% innerhalb eines gleichbleibenden Tones sind mit dem Ohre noch leicht wahrzunehmen. Die Ungenauigkeit dieser akustischen Messung würde daher, wie aus der obigen Tabelle abzulesen, im Abstande von 3 km höchstens 20% betragen.

Zur objektiven Entfernungsmessung könnte ein Sender benützt werden, der dauernd oder in langen Strichen die lange Welle und zugleich als bevorzugten Oberton die kurze Welle ausstrahlt. Die Feldstärke der beiden Wellen wird im Empfänger getrennt gemessen. Ein Kreuzspuleninstrument würde die unmittelbare Ablesung der Entfernung gestatten.

Ein Rahmen spricht auf die magnetische Feldstärke an. Benutzt man einen solchen für den Empfänger, so verteilt sich, wie aus der Kurve $\frac{E}{V}$ des Bild 2 zu entnehmen, die Stärkezunahme des Buchstabens *a* gegenüber *n* auf eine längere Strecke.

Aehnliche Meßverfahren können auf den Vergleich der elektrischen und magnetischen Feldstärke eines

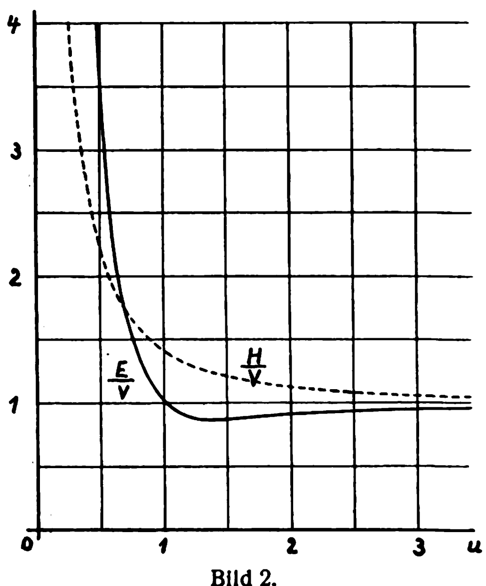



Bild 2.

einzigen langwelligen Senders oder auf die Messung der Phasenverschiebung zwischen beiden aufgebaut werden, wobei der Empfang gleichzeitig mit Rahmen- und Hochantenne zu erfolgen hat. Das zuerst beschriebene Verfahren ist jedoch einfacher und zu-


Digitized by Google

verlässiger. Der einzige Einwand, den man dagegen erheben könnte, ist der, daß das Verhältnis zwischen der Absorption der kurzen und der langen Wellen schwanken wird. Das ist aber bei den geringen in Frage kommenden Entfernungen auf dem Wege zwischen Sender und Empfänger mindestens über See gewiß nicht in merkbarem Grade der Fall. Die Ungleichheit für verschiedene Richtungen auf dem Schiffe selbst kann in ähnlicher Weise berücksichtigt oder ausgeglichen werden, wie es für den Kompaß und die Funkpeilung geschieht.

Verfasser hatte die beschriebenen „Verfahren zur Messung von Entfernungen mittels drahtloser Telegraphie" im Iahre 1919 zum Patent angemeldet, das Patent (Nr. 361 446) jedoch fallen lassen, weil damals die Funktechnik noch nicht hinreichend entwickelt war, um einen Versuch mit Erfolg ausführen zu können. Inzwischen sind derartige Fortschritte gemacht worden, daß dem Verfahren technische Schwierigkeiten nicht mehr im Wege stehen dürften. Darum sei hiermit auf diesen noch unbeschrittenen Weg zur Sicherung des Schiffsverkehrs hingewiesen.

**Zusammenfassung.**

Aus den Hertz schen Strahlungsgesetzen werden übersichtliche Formeln für die Empfangsstärke in Abhängigkeit vom Senderabstand abgeleitet und in Kurven dargestellt. Die für Entfernungen von unter etwa $\frac{\lambda}{5}$ auftretenden Abweichungen vom linearen Gesetzt gestatten, z. B. durch Vergleich der Empfangsstärke zweier Wellen sehr verschiedener Länge, den Abstand vom Sender zu schätzen oder zu messen. Das Verfahren ist für Entfernungen bis zu einigen Kilometern geeignet und soll insbesondere zur Orientierung von Schiffen im Nebel dienen.

(Eingegangen am 12. Februar 1929.)

---

## Druckfehler-Berichtigung.

Im Zusammenfassenden Bericht „Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren" von H. E. Hollmann, ds. Ztschr. **33**, S. 102, 1929, Heft 3 muß es in der 30. Zeile der rechten Spalte heißen Elektroden - Wechselspannungen (statt Elektronen-Wechselspannungen).

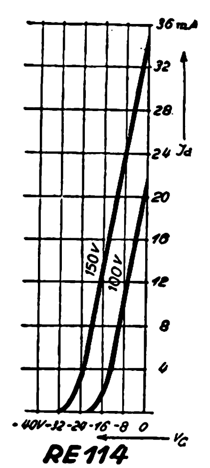
---

# Mitteilungen aus der Praxis.

## Eine neue Lautsprecherröhre.

Von **Telefunken**, Berlin.

Die von Telefunken neu herausgebrachte Lautsprecherröhre mit der Typenbezeichnung RE 114[1]) besitzt Azidfaden. Ihre Abmessungen sind so gewählt, daß man bereits mit kleineren Anodenspannungen von etwa 100 V vorzügliche Resultate erzielt.




Das Bild zeigt die Charakteristik der neuen Röhre, die folgende elektrische Daten aufweist:

Fadenspannung 3,8 — 4 V
Heizstrom 0,15 A
Anodenspannung 40 — 150 V
Steilheit 1,4 mA/V
Durchgriff 20 %
Innerer Widerstand 3500 Ω
Emission 40 mA
durchschnittlicher Anodenstrom-Verbrauch 7 mA.

1) Preis 8 RM.

---

## Ein neuer Kraftverstärker.

Von **Telefunken**, Berlin.

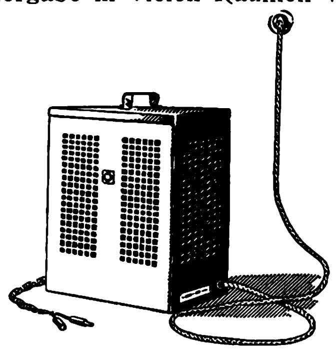
Soll Rundfunkempfang oder Schallplattenmusik von einer zentralen Anlage aus auf eine größere Anzahl von Lautsprechern übertragen werden, so reicht die Leistung der gewöhnlichen Verstärker im allgemeinen nicht aus, es muß vielmehr noch eine besonders leistungsfähige Kraftverstärker-Endstufe angefügt werden. Der neu herausgekommene Kraftverstärker von Telefunken Type K V 11[1]) ist mit der Kraftverstärkerröhre Telefunken RV 218 ausgerüstet und entnimmt alle erforderlichen Spannungen aus dem Wechselstrom-Lichtnetz. Zur Gleichrichtung dienen 2 in Serie geschaltete Gleichrichterröhren RGN 1503.

Da die modernen Empfänger bereits zur Schallplattenverstärkung eingerichtet sind, besteht keine Schwierigkeit, einen solchen Verstärker umschaltbar für Schallplatten- und Rundfunk-Wiedergabe aufzu-

1) Preis ohne Röhren RM. 190.— Ein Satz Röhren RM.78.—


Digitized by Google

bauen. Dazu bedarf es keiner komplizierter Empfänger, selbst bei einem einfachen Gerät, wie z. B. die Arcolette 3 *W*, kann man ganz erstklassige Lautsprecherwiedergabe in vielen Räumen vermitteln.



Der Kraftverstärker wird auch für Vorlesungszwecke und im Laboratorium wegen seiner bequemen Handhabung ein willkomenes Gerät bilden.

## Neue Hilfsmittel für akustische Messungen.

Aus dem Reichspostzentralamt, Berlin.

Schall-Messungen finden in der Technik in immer größerem Umfange Verwendung, so bei elektroakustischen Untersuchungen (Prüfung von Mikrophonen, Telephonen und Lautsprechern), aber auch zur Bearbeitung von Aufgaben aus dem Gebiete der Raum- und Bauakustik (Nachhallzeit, Schalldämpfung, Schalldurchlässigkeit). Strom- bzw. Schallerzeuger, die für die genannten vielseitigen Zwecke geeignet, zugleich aber handlich und leicht bedienbar sind, fehlten bisher. Um diesem Uebelstand abzuhelfen, sind die wichtigsten Meßtöne vom Reichspostzentralamt (TRA) (Dr. Meyer, Dr. Salinger) gemeinsam mit der C. Lindström A.-G. auf Schallplatten fixiert worden. Die Platten können in Verbindung mit einem mechanischen oder elektrischen Grammophon als Schallquelle, außerdem mit elektrischer Abnahmedose als Wechselstromgenerator dienen.

Es wurden folgende Meßplatten hergestellt:

1. Gleitender Ton: Die Frequenz beginnt bei 6000 Hertz und ändert sich stetig bis 100 Hz. Die Amplitude der Abnahmenadel ist dabei umgekehrt proportional der Frequenz.

Rückseite: Gleitender Heulton: Wie oben, doch wird die Frequenz etwa 10 mal je Sekunde um ± 50 Hz geändert.

Mit Hilfe dieser Platte lassen sich Frequenzkurven von Telephonen, Lautsprechern usw., aber auch von elektrischen Gebilden (Uebertragern, Verstärkern usw.) aufnehmen, nachdem die Kurve des Abnahmeorgans mit Hilfe der gleichen Platte bestimmt ist.

2. Heultöne: Diese Platte liefert Heultöne, bei denen die Frequenz etwa 10 mal je Sekunde um einen mittleren Betrag pendelt.
   Vorderseite: 150 ± 50 Hz, 300 ± 50 Hz.
   Rückseite: 600 ± 50 Hz, 1200 ± 50 Hz.
3. Heultöne:
   Vorderseite: 2400 ± 50 Hz, 4800 ± 50 Hz.
   Rückseite: 900 ± 600 Hz, 1900 ± 1700 Hz.

Die Heultöne können für Zwecke der Raum- und Bauakustik, sowie bei der Mikrophon- und Telephonprüfung Verwendung finden.

Die Platten sind als Parlophon-Platten im Handel erhältlich.

# Patentschau.

Von Carl Lübben.

### Röhren-Sender.

D.R.P. 472 429, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 30. Dezember 1927, ausgegeben am 27. Februar 1929; identisch mit Brit. Pat. 303 171.

Bei Röhrensendern treten durch die Zuleitungen leicht Störschwingungen auf kurzen Wellen auf, die

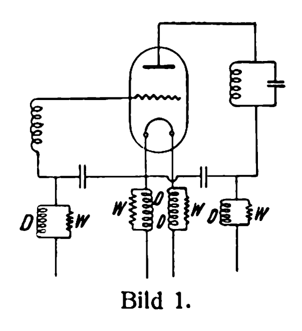



Bild 1.

man dadurch zu vermeiden sucht, daß man in die Zuleitungen Drosseln einschaltet. Die Einfügung von Drosseln reicht dagegen zum Schutz gewöhnlich nicht aus, da diese selbst leicht zu Eigenschwingungen erregt werden. Erfindungsgemäß soll daher in die Zuleitungen durch Ohmsche Widerstände *W* (Bild 1) überbrückte Drosseln *D* eingeschaltet werden. Die Anwendung hoher Ohmscher Widerstände allein verbietet sich durch den entstehenden hohen Spannungsabfall und den damit verbundenen Energieverbrauch.

### Röhrensender.

Brit. Pat. 303 150 (Telefunken, 29. Dezember 1927), veröffentlicht am 20. Februar 1929.

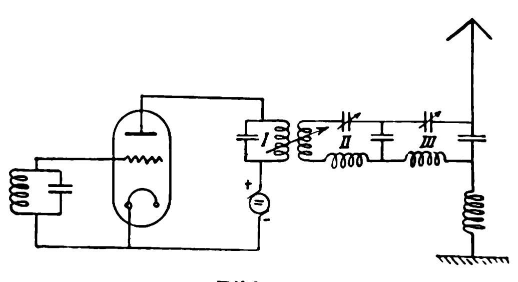



Bild 2.

Um eine zu hohe Belastung des Röhrensenders zu verhindern, wenn der Nutzkreis z. B. durch Zerreißen der Antenne gestört ist, soll erfindungsgemäß der Nutzkreis (Antennenkreis) mit dem Arbeitskreis I


Digitized by Google

(Bild 2) des Generators durch mehrere Zwischenkreise II, III gekoppelt werden. Der Generatorkreis ist mit den Zwischenkreisen induktiv, die Zwischenkreise sind miteinander kapazitiv gekoppelt.

### Fremdgesteuerter Röhrensender.

Brit. Pat. 303 367 (Telefunken), 31. Dezember 1927, veröffentlicht am 27. Februar 1929.

Bei dem in Bild 3 dargestellten fremdgesteuerten Röhrensender soll der Gitterkreis aus einem Parallelkreis *S* und einer Hintereinanderschaltung einer Selbstinduktion *L* und eines Kondensators *C* gebildet

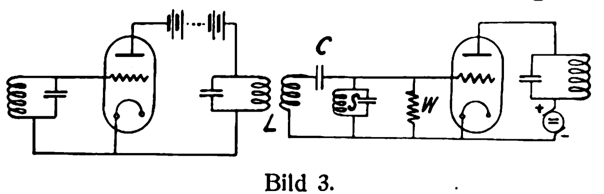



Bild 3.

werden. Für Zwecke des Telephoniesendens liegt parallel zum Gitterkreis ein Dämpfungswiderstand *W*, der eine zu scharfe Resonanz verhindern soll.

### Mehrfachschwingungs-Erzeuger.

D.R.P. 472 128, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Philips, Holland), Pat. vom 11. Januar 1927, ausgegeben am 23. Februar 1929. Holländische Priorität vom 12. Januar 1926.

Bekanntlich kann durch mehrere Drei-Elektroden-Röhren, die in Widerstandsverstärkung gegenseitig gekoppelt sind, eine Mehrfachschwingungserzeugung erzielt werden, indem periodisch scharfe Stromimpulse auftreten, deren Frequenz durch das Produkt aus *C* und *R* annäherungsweise bestimmt ist.

Erfindungsgemäß werden die gleichen Ergebnisse mit der halben Zahl von Röhren erzielt, wenn Doppel-

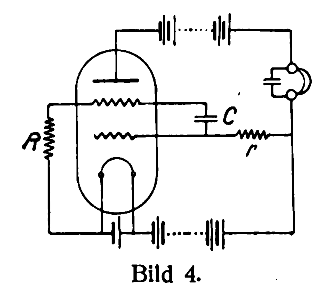



Bild 4.

gitter-Röhren verwendet werden. Die Schaltung zeigt das Bild 4. Zwischen beiden Gittern liegt der sich periodisch entladende Kondensator *C*. Das eine Gitter ist über einen Widerstand *R* mit der Kathode verbunden, während ein Punkt *P* des Anodenstromkreises über einen Widerstand *r* mit dem anderen Gitter verbunden ist. Die Größe des Kondensators *C* ist zwischen 2000 cm und 1 Mikrofarad zu wählen, während *r* einige tausend Ohm und *R* etwa ein Megohm beträgt.

### Piezo-Kristall.

Brit. Pat. 302 726 (Telefunken, 21. Dezember 1927), veröffentlicht am 13. Februar 1929.

Erfindungsgemäß sollen Piezokristalle künstlich in der Weise hergestellt werden, daß feingepulvertes Piezomaterial mit einem geeigneten Bindemittel (Wachs) gemischt und unter Einwirkung eines elektrischen Feldes — gegebenenfalls unter Anwendung von Druck — zu einem festen Körper zusammengefügt werden. Durch die Einwirkung des elektrischen Feldes werden die einzelnen Piezoteilchen in eine bestimmte Richtung gebracht, so daß der ganze Körper piezoelektrische Eigenschaften zeigt.

### Piezoelektrische Wellenkontrolle.

Franz. Pat. 648 687 (Soc. Le Matr. anonym, 13. Februar 1928), veröffentlicht am 12. Dezember 1928.

Um die Belastung der Piezokristalle herunterzusetzen, verwendet man Einrichtungen, bei denen mehrere Piezokristalle hintereinander geschaltet sind, um eine Spannungsunterteilung zu erzielen.

Erfindungsgemäß soll dieselbe Wirkung unter Verwendung eines einzigen Piezokristalles erzielt werden, indem der Piezokristall *P* (Bild 5) mit

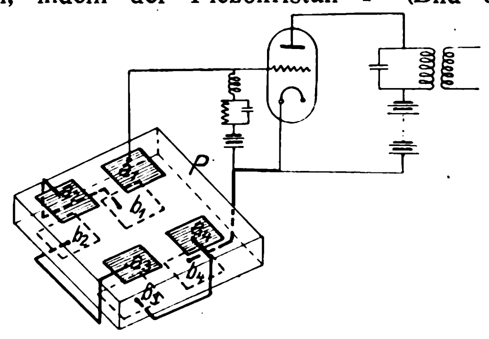



Bild 5.

mehreren Elektrodenpaaren, *a 1, b 1, a 2, b 2, a 3, b 3, a 4, b 4*, versehen ist, die wechselseitig so miteinander verbunden sind, daß eine Spannungsunterteilung eintritt und die Belastung zwischen zwei Elektroden infolgedessen verringert wird.

### Piezoelektrische Schwingungskontrolle.

D.R.P. 471 630, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Radio-Corp. New York), Pat. vom 4. April 1928, ausgegeben am 15. Februar 1929. Amerikanische Priorität vom 5. Mai 1927.

Die gewöhnliche Erregung piezoelektrischer Kristalle ist schwierig für niedrige Schwingungen, da die Frequenz von der Masse pro Volumeinheit ab-

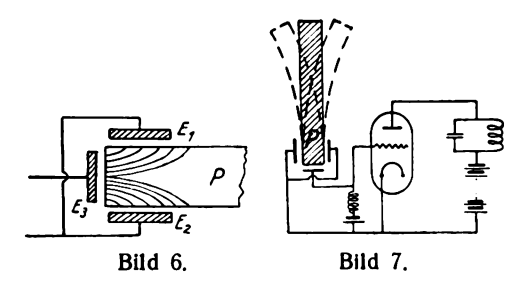



Bild 6. Bild 7.

hängt und infolgedessen große Kristalle verwendet werden müssen, die schwer herzustellen sind.

Erfindungsgemäß soll die natürliche Frequenz eines Piezokristalls dadurch veringert werden, daß man den Kristall nach der Art der Stimmgabel schwingen läßt. Dieses kann z. B. dadurch erreicht werden, daß der Kristall sich mit seinen Seiten

Digitized by Google

zwischen zwei Elektroden $E_1$, $E_2$ (Bild 6) gleicher Polarität befindet und an seinem Ende mit einer dritten Elektrode $E_3$ entgegengesetzter Polarität versehen ist. Die elektrischen Kraftlinien verlaufen in diesem Falle von den Seiten nach dem Ende des Kristalls, wie dieses in Bild 6 angedeutet ist. Die Schaltung einer solchen Piezoeinrichtung in Verbindung mit einer Röhre zeigt Bild 7, in der auch angedeutet ist, in welcher Weise der Kristall schwingt.

### Piezoelektrische Schwingungskontrolle.

D.R.P. 471 631, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 22. August 1926, ausgegeben am 18. Februar 1929.

Zur piezoelektrischen Schwingungskontrolle verwendet man Quarzkörper, die in ein evakuiertes gasgefülltes Gefäß eingeschlossen sind und bei der Resonanz aufleuchten. Diese Anordnungen haben den Nachteil, daß die Leuchtenergie sehr gering ist und Aenderungen der Wellenlänge des Kristalls nur möglich sind, wenn der Kristall aus dem Vakuum wieder herausgenommen wird.

Erfindungsgemäß soll eine besondere Leuchtröhre *G* (Glimm- oder Helium-Röhre) (Bild 8) verwendet werden, die in Reihe mit dem Piezo-Kristall *P*

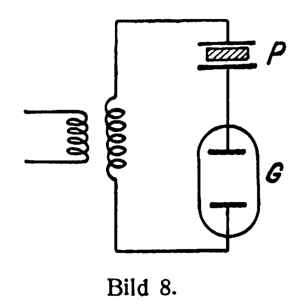



Bild 8.

in den Prüfkreis eingeschaltet ist. Die Energie des schwingenden Kristalls bringt diese Röhre im Moment der Resonanz zum Leuchten. Die Erregung kann auch dadurch gesteigert werden, daß eine Hilfsspannung an den Klemmen der Leuchtröhre liegt, wodurch die Einsatzspannung der Röhre vermindert wird.

### Kurzwellenröhren-Sender.

D.R.P. 471 524, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Žážek, Prag), Pat. vom 31. Mai 1924, ausgegeben am 14. Februar 1929.

Die Erfindung betrifft eine Einrichtung zur Erzeugung kurzer Wellen mittels Elektronen-Röhren unter Ausnutzung der Wirkungen eines Magnetfeldes auf die aus der Kathode austretenden Elektronen, bei

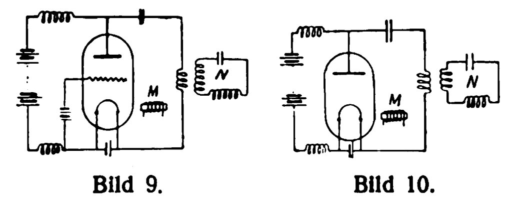



**Bild 9.** **Bild 10.**

der die Frequenz der entstehenden Schwingungen nicht durch die Konstanten eines Schwingungskreises bestimmt wird, sondern eine Funktion der Intensität eines magnetischen Feldes, der Elektrodenspannung und der Elektrodenabstände ist. Diese Art der Schwingungserzeugung kann als ein Analogon zu der Barkhausen-Kurz-Methode angesehen werden, bei der die Frequenz durch die Pendelfrequenz der Elektronen infolge der Einwirkung elektrischer Felder bestimmt wird, während im vorliegenden Falle die Frequenz der Elektronen infolge der Wirkung eines magnetischen Feldes bestimmt ist. Die aus dem Draht austretenden Elektronen werden durch ein Magnetfeld, welches parallel zum Glühdraht verläuft, abgelenkt und beschreiben in Ebenen senkrecht zum Magnetfeld spiralförmige Kurven um den Glühdraht. Bild 9 zeigt eine einfache Anordnung dieser Art unter Verwendung einer Zweielektroden-Röhre. Das auf den Glühdraht wirkende Magnetfeld ist durch *M* angedeutet, mit dem Anodenkreis ist der Nutzkreis *N* gekoppelt. Bei der in Bild 10 dargestellten Anordnung wird eine Dreielektrodenröhre verwendet, bei der das Gitter eine günstige Vorspannung erhält.

### Kurzwellen-Röhrensender.

Franz. Pat. 646 949 (Lorenz, 11. Januar 1927), veröffentlicht am 17. November 1928.

Bei dem in Bild 11 dargestellten Kurzwellen-Röhrensender sollen Kopplungsspulen $L_1$, $L_2$ und *L* verwendet werden, die symmetrisch ausgebildet und

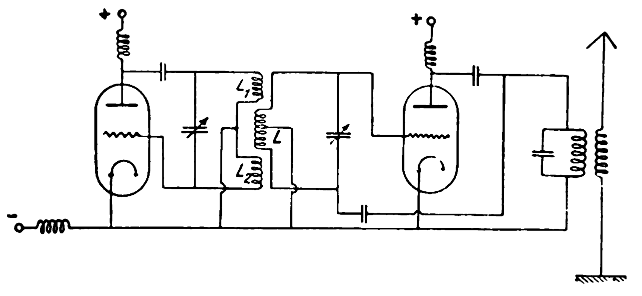



Bild 11.

angeordnet sind, wie dieses das Bild 11 zeigt. Die Symmetriepunkte der Kopplungsspulen sind mit der Kathode verbunden und befinden sich infolgedessen mit Bezug auf die Hochfrequenz auf Nullpotential.

### Fading-Beseitigung.

D.R.P. 471 741, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Int. Gen. El. Co.), Pat. vom 1. Dezember 1926, ausgegeben am 16. Februar 1929, Amerikanische Priorität vom 30. November 1925; identisch mit Brit. Pat. 262 152. Vergleiche Referat in dieser Zeitschrift **30**, S. 168, 1927, Heft 5.

### Fading-Beseitigung.

D.R.P. 472 430, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 25. November 1927, ausgegeben am 28. Februar 1929; identisch mit Brit. Pat. 301 326. Vergleiche Referat in dieser Zeitschrift **33**, S. 150, 1929, Heft 4.

### Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 303 634 (Western El. Co., 19. September 1927), veröffentlicht am 19. Dezember 1928.

Zur Fadingbeseitigung sollen die beiden polarisierten Komponenten der elektrischen Welle am Empfänger durch geeignete Richtantennen getrennt


Digitized by Google

aufgenommen und danach in der richtigen Phase im Empfangsgerät vereinigt werden.

### Sendeverfahren.

Brit. Pat. 292 524 (Telefunken, 20. Juni 1927), veröffentlicht am 4. Oktober 1928.

Es hat sich herausgestellt, daß beim Empfang häufig die gleichen Signale mehrfach aufgenommen werden und dadurch Störungen auftreten. Diese Erscheinung hat ihre Ursache darin, daß die elektrischen Wellen vom Sender zum Empfänger die Erde nach beiden Richtungen hin umlaufen bzw. mehrfach um die Erde herumlaufen. Die dadurch verursachten Störungen sollen erfindungsgemäß beseitigt werden durch eine synchrone Wellenänderung am Sender und Empfänger mit einem periodischen Wellenwechsel in einer Periode von ca. $^1/_7$ Sekunde.

### Gegentakt-Modulationsschaltung.

D.R.P. 471 632, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Intern. Western. El. Co.), Pat. vom 8. Oktober 1924, ausgegeben am 16. Februar 1929.

Bei Gegentakt-Modulationsschaltungen hat sich herausgestellt, daß die Kapazität der Eingangskopplung zur Erde, sowie der ankommenden Leitung einen Nebenschluß zum Gitterkreis des Modulators bildet, so daß ein größerer Betrag an Modulationsenergie notwendig ist.

Erfindungsgemäß soll dieser Nachteil dadurch beseitigt werden, daß in die Gitter-Zuführungsleitungen der Niederfrequenzkreise Drosselspulen *D* (Bild 12) eingeschaltet sind, die das Eindringen der Hoch-

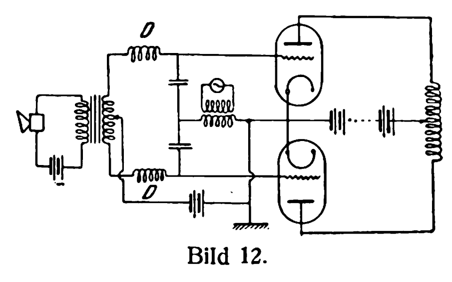


Bild 12.

frequenz in die Teile der Schaltung verhindern, welche Niederfrequenz führen. Die Drosselspulen können auf einem einzigen Kern angebracht sein.

### Tastschaltung für Röhrensender mit Lastausgleichs-Röhre.

D.R.P. 471 895, Klasse 21a[4], Gruppe 16, Pat. vom 18. Oktober 1927, ausgegeben am 19. Februar 1929 (Telefunken).

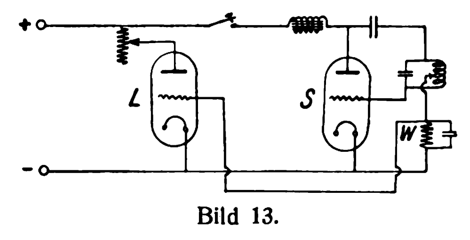


Bild 13.

Bei Röhrensendern, deren Betriebsspannung einem Netz entnommen wird, verwendet man sogenannte Lastausgleichs-Schaltungen, die den Zweck haben, in den Tastpausen die Spannungsquelle durch einen besonderen Stromkreis zu belasten und auf diese Weise Schwankungen der Netzspannung zu verhindern. Die Lastausgleichskreise bestehen gewöhnlich aus einer oder mehreren Röhren, die parallel zur Senderöhre an das gleiche Netz angeschaltet sind und in Abhängigkeit von der Tastung so gesteuert werden, daß in den Tastpausen die Abnahme der Netzbelastung durch eine Zunahme der Belastung mittels der Lastausgleichsröhre kompensiert wird.

Erfindungsgemäß soll die Steuerung der Lastausgleichsröhre durch die Aenderung des Gittergleichstromes der Senderöhre bewirkt werden. Zu diesem Zweck liegt im Gitterkreis der Senderöhre *S* (Bild 13) ein Widerstand *W*, der auch zugleich im Gitterkreis der Lastausgleichsröhre *L* eingeschaltet ist.

### Reflektor für elektrische Wellen.

Brit. Pat. 302 793 (Riccia, 1. Dezember 1927), veröffentlicht am 27. Dezember 1928.

Als Reflektor für elektrische Wellen soll ein zylindrischer Reflektor verwendet werden, der elliptischen Querschnitt besitzt und in der Richtung der großen Achse ein Fenster zum Austritt der Strahlen besitzt, wie dieses das Bild 14 zeigt. Die Antenne ist in einem der Brennpunkte $F_1$ oder $F_2$ parallel zu den Erzeugenden des Zylinders an-

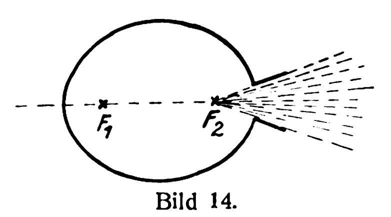


Bild 14.

geordnet. Die von der Antenne ausgehenden Wellen treten nach einmaliger oder mehrmaliger Reflektion an den Wänden des Reflektors aus dem Fenster aus. Die Dimensionierung der Ellipse wird in Abhängigkeit von der benutzten Wellenlänge vorgenommen.

### Kurzwellenempfangs-Antenne.

Franz. Pat. 648 548 (Radio Corporation, 8. Februar 1928), veröffentlicht am 11. Dezember 1928.

Für Kurzwellenempfang verwendet man sogen. Beverage-Antennen, die aus langen Horizontal-

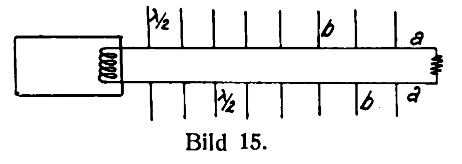


Bild 15.

drähten bestehen, die vorwiegend in der Empfangsrichtung ausgespannt sind. Bei solchen Antennen ist es notwendig, die Verhältnisse so zu wählen, daß die

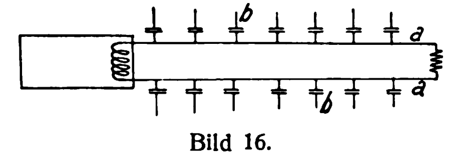


Bild 16.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit in den Antennendrähten und im Raume die gleiche ist.

Erfindungsgemäß wird dieses dadurch erreicht, daß mit den Horizontaldrähten *a* (Bild 15) Querdrähte *b* verbunden sind, deren Länge gleich der


Digitized by Google

halben Wellenlänge ist. Die Querdrähte können auch kapazitiv mit den Horizontaldrähten gekoppelt sein, wie dieses das Bild 16 zeigt.

### Peilgerät.

D.R.P. 471 633, Klasse 21a[4], Gruppe 48 (Rempe), Pat. vom 31. Dezember 1927, ausgegeben am 14. Februar 1929.

Die Erfindung betrifft ein Peilgerät, insbesondere für Luft- und Wasserfahrzeuge, und beruht auf dem Prinzip eines Dynamos mit Fremderregung. Die mit einer Richtantenne aufgefangenen und gleichgerichteten Wellen sollen dazu verwendet werden, das Feld eines Dynamos zu erregen, der in irgendeiner Weise angetrieben wird. Die erzeugte EMK wird durch ein Instrument angezeigt und ist ein Maß für die Richtung der ankommenden Wellen.

### Schirmgitter-Röhre.

Brit. Pat. 303 888 (Soc. des Etabl. Ducretet, 13. Januar 1928), veröffentlicht am 6. März 1929.

Zur Verringerung der Kapazität zwischen Anode $A$ und Steuergitter $G_1$ sollen die Zuleitungen und die Anschlußkontakte des Schirmgitters $G_2$ und der

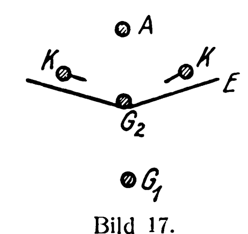


Bild 17.

Kathode $K$ geeignet angeordnet und als metallische Schirmflächen $E$ (Bild 17) ausgebildet werden.

### Lichtelektrische Zelle.

D.R.P. 472 485, Klasse 21g, Gruppe 29 (Siemens-Schuckert), Pat. vom 29. Januar 1927, ausgegeben am 28. Februar 1929. Amerikanische Priorität vom 20. Mai 1926.

Die Photozellen enthalten gewöhnlich als photoelektrisch aktives Material Alkali-Metalle, wie Natrium, Kalium, Rubinium, Caesium usw., deren Schmelzpunkte so niedrig liegen, daß sie schon bei gewöhnlichen Temperaturen verdampfen. Aus diesem Grunde müssen solche Zellen mit besonderen Elektroden versehen und vor jeder Ueberhitzung sorgfältig geschützt werden.

Erfindungsgemäß soll eine lichtelektrische Zelle, die nicht temperaturempfindlich ist, hergestellt werden als ein Gemisch aus dem genannten photoelektrisch aktiven Material mit niedrigem Schmelzpunkt und einem Stoff von höherem Schmelzpunkt, z. B. Barium, so daß die Mischung und die Legierung einen höheren Schmelzpunkt hat.

### Lichtsteuerung für Bildtelegraphie.

D.R.P. 471 160, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 24. März 1926, ausgegeben am 8. Februar 1929.

Zur Lichtsteuerung verwendet man Zellen, bei denen polarisiertes Licht durch einen anisotropen Körper dringt, der elektrischen Spannungsschwankungen ausgesetzt wird. Die Beeinflussung des Lichtes beruht sowohl auf Doppelbrechung, als auch auf der Erscheinung der Rotationsdispersion. Infolge der Rotationsdispersion ist es nicht möglich, durch gekreuzte Nikols völlige Dunkelheit zu erzielen. Dieser Nachteil soll erfindungsgemäß dadurch beseitigt werden, daß in dem Strahlengang ein zweiter anisotroper Körper angeordnet wird, der die durch den ersten Körper hervorgerufene Farbenzerlegung des Lichtes wieder kompensiert. Man kann zu diesem Zweck einen rechtsdrehenden Quarz und einen linksdrehenden verwenden. Im Ruhezustande findet eine gegenseitige Kompensation der Anisotropie der beiden Kristalle statt. Wird nun der eine Quarz erregt, so kommt nur die Wirkung der durch die Schwingungen erzeugten Doppelbrechung zur Geltung, während die Erscheinung der Rotationsdispersion ausgeschaltet ist.

### Lichtsteuerung mittels Kerrzelle.

D.R.P. 471 720, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Karolus). Pat. vom 21. Juni 1924, ausgegeben am 18. Februar 1929.

Zur trägheitsfreien Steuerung der Helligkeit eines Lichtstrahlenbündels ist bereits im Jahre 1890 von Sutton und später von Korn-Glatzel der Vorschlag gemacht worden, die Kerrzelle zu verwenden und für die Zwecke der Bildübertragung nutzbar zu machen. Mit Rücksicht auf die für diese Zelle notwendigen hohen Spannungen konnte der Vorschlag nicht in die Praxis umgesetzt werden. Dieses war erst möglich, nachdem die Verstärkertechnik soweit entwickelt war, daß die kleinen Steuerspannungen durch Verstärkung auf genügend hohe Spannungswerte gebracht werden konnten. Unter Schutz gestellt, wird die Verwendung von Röhrenverstärkern in Verbindung mit der Kerrzelle und die Verwendung geeigneter Medien im Kerrkondensator, die so beschaffen sein sollen, daß die

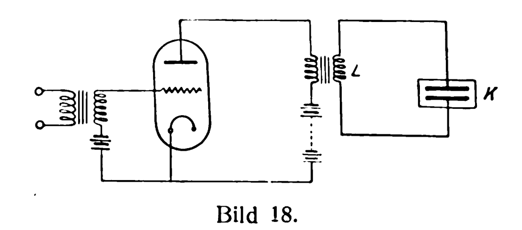


Bild 18.

dielektrischen Verluste in der Kerrzelle möglichst klein sind. Im Bild 18 ist die Schaltungsanordnung einer solchen Einrichtung dargestellt, bei der der Kerrkondensator mit der Spule $L$ einen Schwingungskreis bildet, der mit dem Verstärker oder dem Arbeitskreis eines Hochfrequenzgenerators gekoppelt sein kann. Die Kerrzelle arbeitet zweckmäßig mit einer Gleichstromvorspannung, die der Steuerspannung überlagert wird. Das in der Kerrzelle verwendete Medium wird chemisch gereinigt, insbesondere von Feuchtigkeit und Nitrosenbestandteilen befreit, um die Isolationsfestigkeit zu erhöhen.

Digitized by Google

## Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabe-tag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 470 067 | 21a$^{2}$/2 | 7. 2. 29 | Telephon |
| 470 910 | 21a$^{2}$/41 | 7. 2. 29 | Verstärker |
| 471 143 | 21a$^{4}$/50 | 7. 2. 29 | Gegensprecheinrichtung |
| *471 160 | 21a$^{1}$/32 | 8. 2. 29 | Bildtelegraphie |
| 471 236 | 21a$^{2}$/1 | 8. 2. 29 | Lautsprecher |
| 471 238 | 21g/1 | 12. 2. 29 | Spulenwickelmaschine |
| 471 277 | 21g/10 | 15. 2. 29 | Kondensator |
| 471 308 | 21a$^{2}$/11 | 11. 2. 29 | Metallmembran |
| 471 309 | 21g/31 | 15. 2. 29 | Magnetblock |
| 471 482 | 21c/55 | 13. 2. 29 | Aufsteckklemme für Widerstände |
| *471 524 | 21a$^{4}$/9 | 14. 2. 29 | Kurzwellenröhrensender |
| 471 629 | 21a$^{4}$/8 | 16. 2. 29 | Fremdgesteuerter Röhrensender |
| *471 630 | 21a$^{4}$/8 | 15. 2. 29 | Piezokristall |
| *471 631 | 21a$^{4}$/8 | 18. 2. 29 | Piezoelektrische Wellenkontrolle |
| *471 632 | 21a$^{4}$/15 | 16. 2. 29 | Gegentaktmodulation |
| *471 633 | 21a$^{4}$/48 | 14. 2. 29 | Peilgerät |
| 471 636 | 21g/30 | 25. 2. 29 | Elektrische Bodenforschung |
| 471 669 | 21a$^{1}$/32 | 20. 2. 29 | Bildtelegraphie |
| 471 670 | 21a$^{2}$/38 | 15. 2. 29 | Beseitigung akustischer Rückkopplung |
| *471 720 | 21a$^{1}$/32 | 18. 2. 29 | Fernbildübertragung |
| *471 741 | 21a$^{4}$/9 | 16. 2. 29 | Fadingbeseitigung |
| 471 748 | 21g/4 | 26. 2. 29 | Resonanzrelais |
| 471 780 | 21g/10 | 19. 2. 29 | Herstellung von Kondensatoren |
| 471 810 | 21a$^{1}$/32 | 20. 2. 29 | Bildübertragung |
| 471 811 | 21a$^{2}$/1 | 20. 2. 29 | Lautsprechersystem |
| 471 812 | 21a$^{2}$/1 | 18. 2. 29 | Lautsprecher-Einstellvorrichtung |

## Die neuen deutschen Hochfrequenz-Patente

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabe-tag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 471 821 | 21g/10 | 20. 2. 29 | Drehkondensator |
| 471 893 | 21a$^{2}$/1 | 16. 2. 29 | Fernhörer |
| *471 895 | 21a$^{4}$/16 | 19. 2. 29 | Röhrensender mit Lastausgleichsröhre |
| 471 897 | 21c/50 | 18. 2. 29 | Selbsttätiges Laden von Sammlerzellen |
| 471 901 | 21d$^{2}$/12 | 23. 2. 29 | Röhren-Gleichrichter |
| 471 928 | 21a$^{1}$/32 | 21. 2. 29 | Bildtelegraphie |
| 471 977 | 21a$^{4}$/59 | 23. 2. 29 | Hochfrequenzsprechverkehr auf Hochspannungsleitungen |
| 471 978 | 21c/1 | 20. 2. 29 | Herstellung keramischer Widerstände |
| 471 996 | 21a$^{2}$/1 | 21. 2. 29 | Telephon |
| 471 997 | 21a$^{2}$/41 | 22. 2. 29 | Sprachverstärkung (Pfeifbeseitig.) |
| *472 128 | 21a$^{4}$/8 | 23. 2. 29 | Mehrfachschwingungserzeuger |
| 472 429 | 21c/64 | 25. 2. 29 | Schnellregler |
| 472 403 | 21c/5 | 1. 3. 29 | Magnetkern |
| 472 402 | 21a$^{4}$/57 | 1. 3. 29 | Anrufsystem |
| *472 429 | 21a$^{4}$/8 | 27. 2. 29 | Röhrensender |
| *472 430 | 21a$^{4}$/9 | 28. 2. 29 | Kurzwellensender (Fadingsbeseitigung) |
| *472 485 | 21g/29 | 28. 2. 29 | Lichtelektrische Zelle |
| 472 487 | 21c/22 | 28. 2. 29 | Stecker-Litzenverbindung. |

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

# Referate.

**Balth. van der Pol.** Kurzwellen-Echo's und Nordlicht. (Kortegolf echos en de Aurora Borealis.) Tijdschrift van het Nederlandsch Radiogenotschap **4**, S. 13—16, 1928.

In der „Nature“ vom November 1928 erschien eine kurze Notiz von Prof. Karl Störmer unter derselben Ueberschrift. Prof. Störmer berichtet darin von Echos auf Signale des Kurzwellensenders PCJJ in Hilversum ($\lambda = 31{,}4$ m), welche mehrere Sekunden Verspätung zeigten. Diese speziellen Signale waren seit März 1928 wiederholt (2—4 mal in der Woche) ausgesandt worden. Auch in Eindhoven wurden diese Signale beobachtet, doch konnten dort zunächst keine derartigen Langzeit-Echos festgestellt werden.

Am 11. 10. 28 meldete Prof. Störmer die Beobachtung von deutlichen Echos am Nachmittag. Daraufhin veranlaßte van der Pol am Abend die Aussendung von speziellen Signalen, bestehend aus 3 kurz aufeinanderfolgenden Punkten, die nach je 30 Sekunden wiederholt wurden. Zwischen 22 und 23 Uhr Ortszeit konnten in Eindhoven durch van der Pol und seinen Assistenten von 120 Signalen 14 Echos gemeinsam wahrgenommen werden, deren Verzögerungen gegenüber dem Signal 8, 11, 15, 8, 13, 3, 8, 8, 8, 12, 15, 13, 8, 8 Sekunden betrugen. Durch Ueberlagerungsempfang konnte einwandfrei festgestellt werden, daß die Frequenz der Echos mit der Frequenz der Signale übereinstimmte. Im allgemeinen konnten bei den Echos die 3 Punkte des Signals nicht mehr getrennt wahrgenommen werden; die Echos waren ziemlich schwach und klangen verwaschen. Nur bei einem Echo mit der kurzen Verzögerung von 3 Sek. wurden die 3 Punkte getrennt aufgenommen.

Bis zum 24. 10. 28 konnten weder in Oslo noch in Eindhoven Echos beobachtet werden. An diesem Tage wurden jedoch zwischen 16 und 17 Uhr M. G. Z. sowohl in Oslo als auch an zwei 3 km voneinander entfernten Stellen in Eindhoven Echos wahrgenommen. Die Ueberlagerung erfolgte bei den beiden Empfängern in Eindhoven zu verschiedenen Seiten der Signalfrequenz, um nach Möglichkeit Täuschungen auszuschließen. An diesem Tage beobachtete Prof. Störmer in Oslo 48 Echos, die beiden Empfänger in Eind-

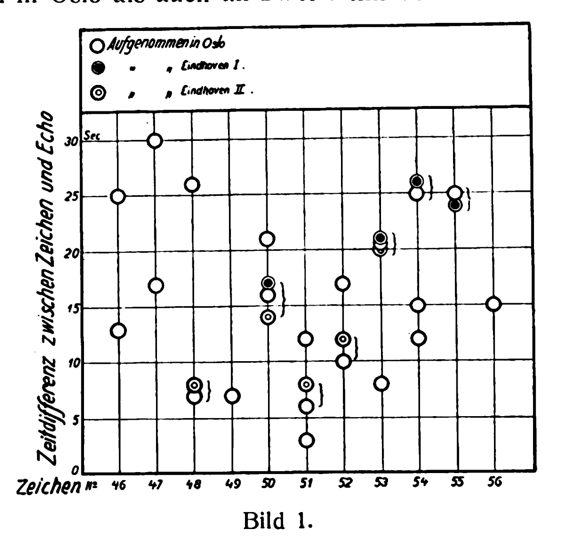



Bild 1.

Digitized by Google

hoven 4 bzw. 5 Echos. Ein Teil der gemeinsam beobachteten Echos ist im nebenstehenden Bild wiedergegeben. Da die Echos selbst oft mehr als 1½ Sek. anhielten, die Beobachtung z. T. nur nach dem Sekundenzeiger einer Taschenuhr erfolgten, so können Echos, die nur wenige Sekunden voneinander abweichen, als identisch angesehen werden.

Um die langen Verzögerungen der Echos zu erklären, nimmt Prof. Störmer in seiner Mitteilung in der „Nature" Reflexionen an den Elektronen-Strömungen an, deren Existenz er in seiner Nordlicht-Theorie fordert. Die Wellen müßten dann die Kenelly-Heaviside-Schicht durchdringen.

Van der Pol weist auf eine andere Möglichkeit zur Erklärung hin. Einem Medium mit freien Elektronen (Kenelly-Heaviside-Schicht) von der Elektronendichte $N$ kommt eine scheinbare Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}$ zu. Nun ist die Gruppengeschwindigkeit $v_{\text{Gruppe}} \sim \sqrt{\varepsilon}$, und ferner gilt $v_{\text{Gruppe}} \times v_{\text{Phase}} = c^2$.

Für eine kritische Elektronendichte (ca. $10^6/\text{cm}^3$ für $\lambda = 31{,}4$ m) wird $\varepsilon = 0$, die Phasengeschwindigkeit $v_{\text{Ph.}} = \infty$, die Gruppengeschwindigkeit $v_{\text{Gr.}} = 0$. Nimmt die Elektronendichte mit der Höhe für den Abstand einer Wellenlänge nur langsam zu, so können die Wellen in die elektronenhaltige Schicht eindringen. Nähert sich die Elektronendichte dem kritischen Wert, so wird die Gruppengeschwindigkeit sehr klein. Beim kritischen Wert selbst findet vollkommene Reflexion statt.

Bei den Langzeit-Echos handelt es sich somit um einen Reflexionsvorgang mit starker Verringerung der Gruppengeschwindigkeit im Reflexionsgebiet. Die Größe der zeitlichen Verzögerung kann beliebig variieren, sie ist bestimmt durch den Gradienten der Elektronendichte.

E. Mauz.

**E. O. Hulburt.** Signale um die Erde herum. (On round-the-world signals.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 287—296, 1928.

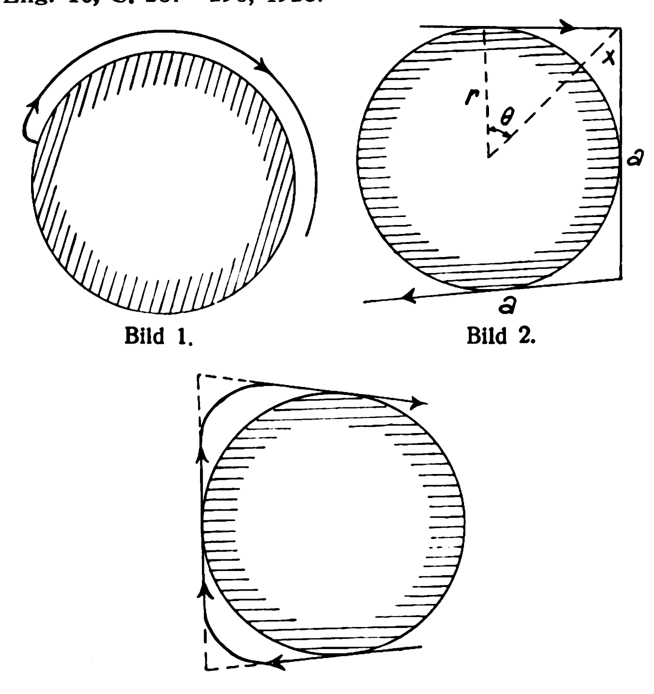



Bild 1. Bild 2. Bild 3.

Der Verfasser macht darauf aufmerksam, daß beim Gang der Wellen um die Erde herum nicht nur ein Gang der Strahlen, wie im nebenstehenden Bild 1, möglich sei, sondern auch ein solcher, wie ihn Bild 2 und 3 darstellen, d. h. also von der Form eines Polygons. Es würden sich dann evtl. ganz andere Werte für die Höhe der Heaviside-Schicht und ihre Elektronenkonzentration aus den beobachteten Zeitdifferenzen berechnen.

J. Zenneck.

**E. H. Armstrong.** Mittel gegen die Wirkung atmosphärischer Störungen. (Methods of reducing the effect of atmospheric disturbances.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 15—26, 1928.

Der Gedanke ist folgender:

Im Sender wird für die Zeichen eine bestimmte Frequenz, während der „Pausen" eine nur wenig davon verschiedene Frequenz ausgesandt, z. B. für die Zeichen 20 000/sec, während der Pausen 20 060/sec. Im Empfänger entstehen daraus durch einen Ueberlagerer der Frequenz 18 780/sec die beiden Schwebungsfrequenzen 1220 und 1280/sec. Die Ströme dieser beiden Frequenzen werden in zwei Systemen voneinander getrennt und wirken auf den Spulenschreiber (Siphon Recorder) in entgegengesetzter Richtung, so daß er also während der Zeichen in der einen, während der Pausen in der anderen Richtung ausschlägt. Wenn dagegen eine atmosphärische Störung auf den Empfänger einwirkt, so werden die beiden Systeme in nahezu genau derselben Weise beeinflußt und die Ströme in denselben wirken gleichzeitig und in entgegengesetzter Richtung auf den Schreiber und heben sich dadurch mindestens annähernd auf.

Die Anordnung von Armstrong ist diejenige von Bild 1. Darin ist $A$ der gewöhnliche Empfänger mit dem abgestimmten Verstärker $G$, dem Detektor, dem Ueberlagerer $H$ und dem Niederfrequenzverstärker $J$. Nach diesem werden die beiden Niederfrequenzen in zwei Leitungen getrennt; mit der einen von der Frequenz von 1220/sec ist der Schwingungskreis $K_1$, mit der anderen von der Frequenz 1280/sec der Schwingungskreis $K_2$ in Resonanz. Durch Verstärker hindurch wirken diese auf die Transformatoren $L_1$ bzw. $L_2$. Ihr Wicklungssinn ist so, daß ihre beiden Ströme — bei derselben Frequenz — in der nun folgenden gemeinsamen Leitung einander entgegengesetzt wirken würden. Von jetzt an tritt von neuem eine Trennung der beiden Frequenzen ein. Das System $MNO$ ist so gebaut, daß $N + O$ die Reactanz Null hat für die Frequenz 1220/sec, $M + N + O$ für die Frequenz 1280/sec., die Widerstände $P$ und $Q$ mit der dazwischen liegenden Verstärkerröhre sollen nur den Widerstand in den Kondensatoren $M$ und $N$ und der Induktanz $O$ kompensieren. Infolge davon geht der eine Strom merklich durch den Transformator $T_1$, dessen Primärspule parallel zu $N + O$, der andere Strom durch $T_2$, dessen Primärspule parallel zu $M + N + O$ geschaltet ist. $R_1$ und $R_2$ sind zwei Verstärker; die Widerstände $S_1$ und $S_2$ werden so eingestellt, daß bei der ankommenden Zeichenstärke die folgenden Gleichrichter in einem Gebiet arbeiten, in dem der entstehende Gleichstrom der Amplitude der zugeführten Wechselspannung annähernd proportional ist. Die Anordnung $D$ hat den Zweck, höhere Fre-

Digitized by Google

uenzen abzudrosseln. $E$ ist ein Gleichstromverstärker nd $F$ der Spulenschreiber.

Trägt man den Gleichstrom, der schließlich dem Schreiber zugeführt wird, in Abhängigkeit von der Niederfrequenz auf, so erhält man die Kurve (Bild 2). Darin entspricht $F_1$ der Frequenz 1220/sec, $F_2$ der Frequenz 1280/sec. Das ganze System reagiert also merklich nur auf Schwingungen, deren Frequenz weder viel niedriger als 1220/sec, noch viel höher als 1280/sec ist. Die Richtung des Gleichstroms für die Frequenz 1220/sec ist entgegengesetzt derjenigen bei der Frequenz 1280/sec.

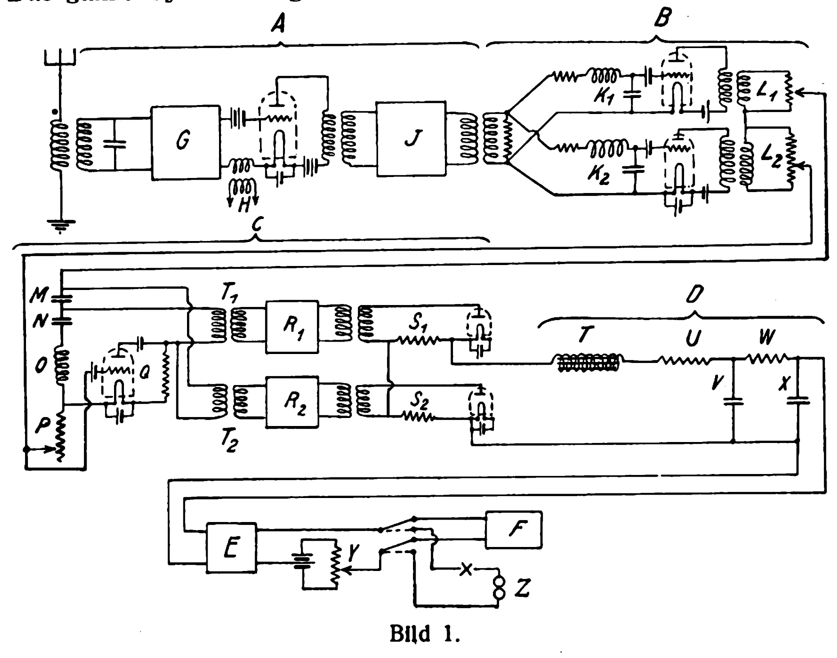


Bild 1.

Wie die Anordnung wirkt, zeigt Bild 3. Auf dem Streifen $A$ ist der Buchstabe $V$ wiedergegeben, wenn er mit der Frequenz 20 000/sec in der gewöhnlichen Weise durch einfaches Tasten gesandt wird. Der Streifen $B$ stellt dasselbe dar, ebenfalls einfach getastet, aber mit der Frequenz 20 060/sec. Der Streifen $C$ entspricht dem Fall, für den die ganze Anordnung bestimmt ist, d. h. wenn beim Zeichen $V$ die Frequenz 20 000/sec in den Pausen die Frequenz 20 060/sec ausgesandt wird. Man erhält also einen doppelt so großen Ausschlag bei den Zeichen. Die Wirkung der atmosphärischen Störungen sollen die Streifen $D$, $E$ und $F$ illustrieren. Bei $D$ war der eine Zweig von Bild 1 für die Niederfrequenz 1220/sec, bei $E$ der andere für die Niederfrequenz 1280/sec abgeschaltet. Man erhält sowohl im einen, wie im anderen Fall gleichgerichtete unregelmäßige Ströme, deren Vorzeichen aber in beiden Fällen entgegengesetzt sind. Läßt man nun die beiden Zweige gleichzeitig auf den Schreiber wirken, so bleibt nur die Differenzwirkung, wie sie der Streifen $F$ gibt, übrig.

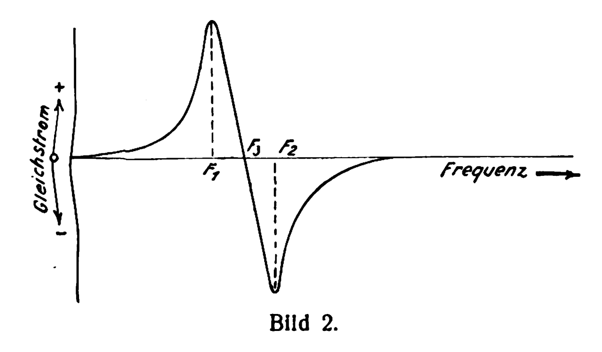


Bild 2.

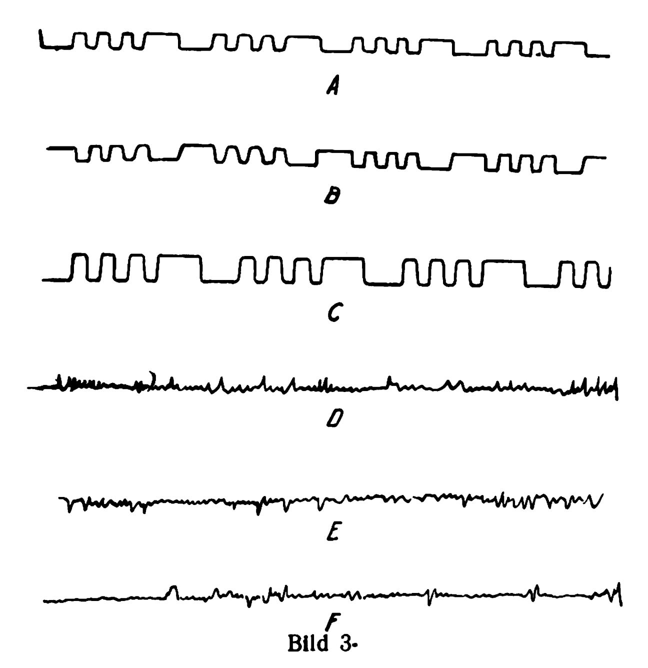


Bild 3.

Die praktische Bedeutung geht aus Bild 4 hervor. Der obere Streifen ($a$) zeigt ein Telegramm mit dem beschriebenen Empfänger bei einer Geschwindigkeit von 40 Worten/Min. Das Telegramm des unteren Streifens ($b$) wurde unmittelbar nach dem oberen mit einem gewöhnlichen Empfänger, wie er für die transatlantische Telegraphie verwendet wird, aufgenommen. Im ersten Fall war in der oben beschriebenen Weise mit zwei Frequenzen, im zweiten Fall in der gewöhnlichen Weise durch Tasten e i n e r Frequenz je mit einem automatischen W h e a t s t o n e Geber gesandt worden.

In der Diskussion äußert C. R. E n g l u n d Bedenken gegen die Art, wie A r m s t r o n g seinen Empfänger mit dem normalen verglichen hat. Er sagt,

Digitized by Google

aus den Ausführungen sei ersichtlich, daß sein Empfänger ein extrem hohes Maß von Selektivität besitzt, das an sich schon die Wirkung der atmosphärischen Störungen reduziert, während die Selektivität des normalen Empfängers viel kleiner ist. Was die von

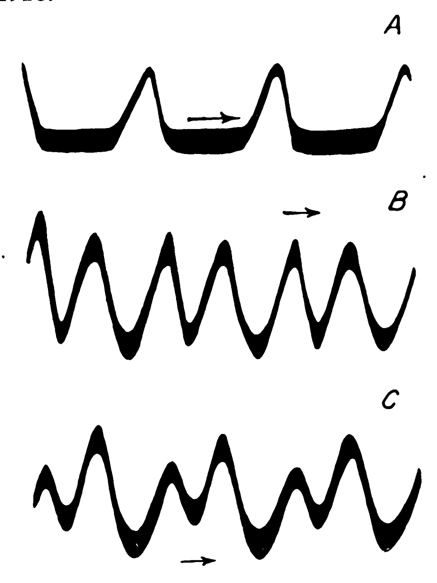
a. *Neuer Empfänger 40 Worte/Minute*

b. *Normaler Empfänger 40 Worte/Minute*

Bild 4.

Armstrong benützte Kompensierung allein leistet, könnte man erst beurteilen, wenn er zwei Empfänger gleicher Selektivität mit und ohne seine Kompensierung verglichen hätte. J. Zenneck.

**O. Dahl** und **L. A. Gebhardt.** Messungen der effektiven Höhe der leitenden Atmosphärenschicht und die Störung am 19. August 1927. (Measurements of the effective heights of the conducting layer and the disturbances of August 19, 1927.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 290 bis 296, 1928.




Die Messungen sind nach der Methode von Breit und Tuve (Phys. Rev. **28,** 554—575, 1926, ref. ds. Jahrb. **29,** S. 164, 1927) gemacht. Bei dieser Methode werden vom Sender Gruppen von Wellen in regelmäßigen Zwischenräumen ausgesandt und der Empfangsstrom in einem Empfänger oszillographiert, der sich in verhältnismäßig kleinem Abstand vom Sender befindet. Man erhält im Oszillogramm im allgemeinen zwei Gruppen registriert, die direkte der Bodenwelle und eine an der leitenden Atmosphären-Schicht reflektierte, wobei wegen des geringen Abstandes von Sender und Empfänger die Reflexion nahezu vertikal über beiden Stationen erfolgen muß. Es handelt sich also um ein elektromagnetisches Analogon zu der akustischen Echolotung des Erdbodens von Schiffen oder Flugzeugen aus.

Die experimentelle Anordnung war die folgende: Ein kristallgesteuerter Generator der Frequenz 4,015 $\cdot 10^6$/sec und von 10 kW Leistung in Bellevue, Anacosta, D. C., sandte Gruppen von Wellen aus, deren Dauer ca. 1/1500 sec, zwischen denen die Pausen etwa 1/750 sec betrugen. Die Gruppen von Wellen wurden dadurch hergestellt, daß das Gitter der ersten Verstärkerröhre im Sender eine negative Vorspannung von 800 Volt hatte, der nun eine 500 periodige Wechselspannung von 525 Volt eff überlagert wurde.

Der Empfänger befand sich auf dem Dach des Hauptgebäudes des Department of terrestrial Magnetism in Washington D. C. Er arbeitete mit einer Zwischenfrequenz von 50 000/sec. Der Niederfrequenz-Detektor schickte seinen Strom durch einen Widerstand von 25 000 Ohm, an dessen Enden das Gitter und die Kathode von vier 7,5-Watt-Röhren parallel lagen. Ihre Anodenkreise wirkten auf einen Oszillographen der General Electric Co.

Die verschiedenen Bilder, die man mit dieser Methode bekommen kann, sind in nebenstehendem Bilde zusammengestellt:

A) keine Reflexion, nur direkte Bodenwelle von der Gruppenform des Senders,
B) reflektierte Welle etwa ebenso stark wie die direkte Bodenwelle,
C) reflektierte Welle schwächer als die Bodenwelle.

Die Ergebnisse der Messungen für die Höhe der reflektierenden Schicht enthält die folgende Tabelle.

| Datum 1927 | Zeit | Höhe in Meilen | Sender |
|---|---|---|---|
| Aug. 15. | $14^{00}$—$14^{15}$ | 128 oder 66 | Vertikal-Antenne |
| „ 16. | $10^{00}$—$10^{15}$ | 70 oder 124 | „ „ |
| „ 16. | $14^{00}$—$14^{15}$ | 62 | „ „ |
| „ 17. | $10^{00}$—$10^{15}$ | 60 u. vielleicht 110 | „ „ |
| „ 17. | $14^{00}$—$14^{15}$ | 53 | „ „ |
| „ 19. | — | Keine Reflexion | „ „ |
| „ 22. | $14^{00}$—$14^{15}$ | 112 oder 80 | „ „ |
| „ 23. | $10^{00}$—$10^{15}$ | 104 | Horizontal-Dipol |
| „ 23. | $10^{30}$—$10^{45}$ | 104 | Vertikal-Antenne |
| „ 23. | $14^{30}$—$14^{45}$ | 124 | Horizontal-Dipol |
| „ 24. | $10^{00}$—$10^{15}$ | 92 | „ „ (Bodenwelle stärker als reflektierte) |
| „ 25. | $10^{15}$—$10^{30}$ | 103 | Horizontal-Dipol (reflektierte Wolle stärker als Bodenwelle |

Dabei ist zu bemerken, daß am 19. August auch die Bodenwelle sehr schwach war. Gleichzeitig waren auch im Naval Research Laboratory manche Stationen, die man sonst ohne Schwierigkeiten aufnahm, nicht zu bekommen. Auch der Kurzwellen-Verkehr zwischen San Francisco und Washington war sehr erschwert. Während dreier Tage, deren letzter der 21. August war, ergab der Kurzwellen-Verkehr mit London große Schwierigkeit. Von London war berichtet, daß während dieser Zeit alle Kurzwellen-Stationen von Westen her schlecht aufnahmen, während der Empfang von anderen Richtungen normal war. Nach einem anderen Bericht war der gerichtete Verkehr zwischen England und Canada sehr schwierig. Dagegen war kein Einfluß zu bemerken bei dem Verkehr San Francisco—Washington mit der Frequenz $12{,}045 \cdot 10^6$/sec, während am 19. August der Wetterbericht von Washington ($f = 4{,}015 \cdot 10^6$/sec) in Lakehurst (New Jersey) $8^{15}$ nicht aufgenommen werden konnte. Ebensowenig konnte Pensacola (Florida) diesen Rundfunk-Wetterbericht mit der Frequenz $8{,}030 \cdot 10^6$/sec kopieren.

Es lag nahe, diese abnormalen Bedingungen mit irgendeinem Vorgang auf der Sonne in Zusammenhang zu bringen. Tatsächlich ließ sich nichts feststellen, als daß auf dem südwestlichen Quadranten

Digitized by Google

er Sonne ein ungewöhnlicher Fleck, aber schon ıehrere Tage vor dem 19. August, tätig war.

Als sichergestellt (vgl. Tabelle) darf aber gelten, aß unmittelbar vor dieser Störung die Höhe der eflektierenden Schicht etwa 50 Meilen war, während ie nachher wieder auf den normalen Wert von ca. 00 Meilen hinaufging. J. Zenneck.

**J. W. Horton** und **W. A. Marrison.** (Bell Tel. Lab. lew York.) Präzisionsmessung der Fre- uenz. (Precision determination of frequency.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 137—154, 1928.)

Der Grundgedanke bei den beiden beschriebenen \nordnungen ist der, durch den Strom der zu messen- len Frequenz unmittelbar oder mittelbar eine Uhr :u betreiben, deren Gang durch den Vergleich mit iner atronomischen Uhr bzw. dem Zeitsignal einer 3ternwarte sehr genau bestimmt werden kann.

A. Stimmgabelanordnung.

Die ältere Methode benützte eine Stimmgabel von 00 Schwingungen/sec, die durch Rückkopplung mit iner Verstärkerröhre in Schwingungen gehalten verden kann. Der Strom betrieb direkt einen Syn- :hronmotor und dieser mit Hilfe einer sehr starken Jebersetzung (ca. $10^7 : 1$) die Uhr, die mit den draht- osen Zeitsignalen des U. S. Naval Observatory ver- ,lichen wurde. Die Beziehung der Uhr zu irgendeiner lochfrequenz wurde mit Hilfe der Harmonischen des 3timmgabel-Generators hergestellt. Man kann auf liese Weise ohne Schwierigkeit Frequenzen bis etwa 00 000/sec, messen. Die Beziehung zu noch höheren 'requenzen wurde erhalten dadurch, daß man einen )szillator herstellte, dessen Frequenz auf ein ganzes 'ielfaches der Frequenz der gewählten Harmonischen es Stimmgabel-Generators eingestellt wurde (Beob- ,chtung der Lissajouschen Figuren mit der 3raunschen Röhre.)

Die Genauigkeit, mit der der Gang der Uhr mit len Zeitsignalen verglichen werden kann, ist 0,2 sec

B. Quarzoszillator.

a) Der Quarzoszillator, der die Schaltung von Bild 1 besitzt, und auf zwei parallel geschaltete Verstärker wirkt, ist bei einer bestimmten Temperatur

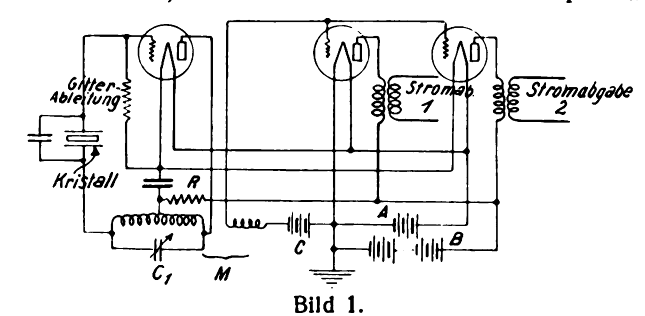



Bild 1.

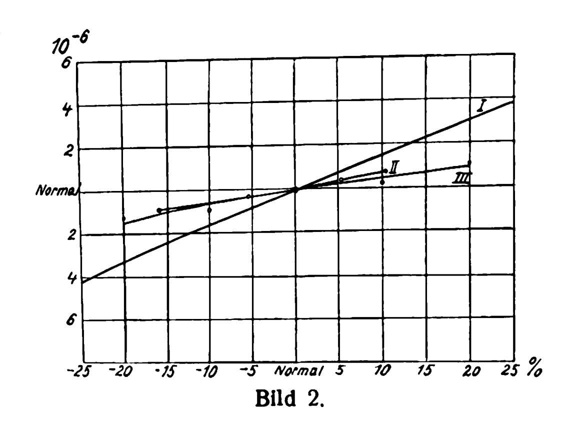



Bild 2.

auf die Frequenz 50 000/sec eingestellt. Wie die Frequenz des Generators durch die Betriebsbedingungen beeinflußt wird, zeigt Bild 2, in der die Ordinaten die Aenderung der Frequenz in $10^{-6}$, die Abszissen bei Kurve I die Aenderung der Gitterableitung, bei II des Heizstromes, bei III der Anodenspannung je in Prozent bedeuten. Das Dekrement des Kristalls ist ungefähr $0{,}12 \cdot 10^{-3}$, der Temperaturkoeffizient $3{,}8 \cdot 10^{-6}$ pro Grad. Man muß also die Temperatur auf 0,025° konstant halten, wenn die Frequenz auf $10^{-7}$ konstant

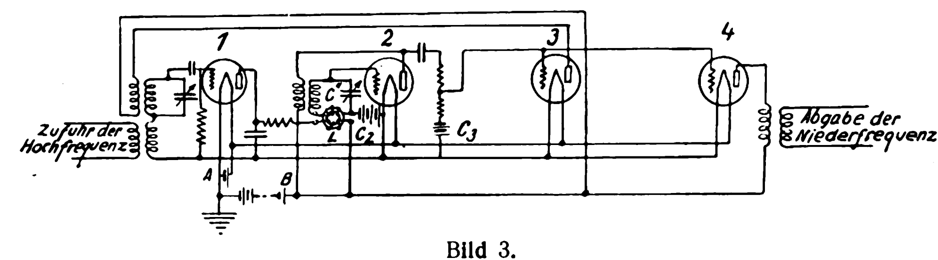



Bild 3.

ro Tag. Das bedeutet eine Genauigkeit der Frequenz- ıessung von $3 \cdot 10^{-6}$. Diese Genauigkeit kann auf un- efähr das 20fache gesteigert werden (oszillographi- che Aufnahme der Zeitzeichen und des Stromes einer Kontaktvorrichtung an der Uebersetzung zwischen ynchronmotor und Uhr).

Der Temperaturkoeffizient des Stimmgabel-Gene- ators ist $1{,}09 \cdot 10^{-4}$ pro Grad. Es muß also die Tem- eratur auf 0,01° konstant gehalten werden, wenn die 'requenzänderung $10^{-6}$ nicht überschreiten soll. Um- ekehrt kann man diese Temperaturabhängigkeit azu benützen, um die Frequenz des Stimmgabel- ienerators durch Regulierung der Temperatur genau uf eine bestimmte Frequenz einzustellen.

bleiben soll. Die Abhängigkeit der Frequenz vom Luftdruck, unter dem sich der Kristall befindet, ist eine lineare. Bei dem verwendeten Kristall ergab eine Erhöhung des Druckes um 140 mm Hg eine Abnahme der Frequenz um $10 \cdot 10^{-6}$.

b) Den Uebergang zur Niederfrequenz vermittelt die Anordnung Bild 3, in dem der Röhrengenrator $C''$ die Frequenz 5000/sec, d. h. genau 1/10 derjenigen des quarzgesteuerten Röhrengenerators von *a* hat.

Um ihn genau auf dieser Frequenz 5000/sec zu halten, wird folgende Anordnung benützt.

Durch die Röhre 3 und die Art, wie auf sie der Generator 2 wirkt, werden die Harmonischen dieses Generators verstärkt. Der Anodenkreis der Röhre 3

Digitized by Google

mit diesen starken Harmonischen induziert nun auf den Kondensatorkreis 1, der auf die Frequenz 50 000/sec abgestimmt ist. Es kommt also von dem Anodenstrom der Röhre 3 praktisch nur die 10. Harmonische von der Frequenz 50 000/sec zur Wirkung. Auf denselben Kondensatorkreis 1 induziert nun auch der quarzgesteuerte Oszillator von der Frequenz 50 000/sec[1]). Die Resultierende dieser beiden EMK und infolge davon auch der Anodengleichstrom der angeschlossenen Röhre 1 werden nun verschieden je nach der Phasenverschiebung zwischen der 10. Harmonischen des Oszillators 2 und dem Strom vom Quarzoszillator. Dieser Gleichstrom

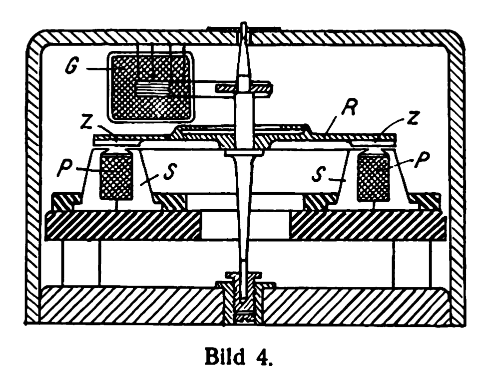



Bild 4.

ändert sich also, sobald sich die Frequenz des Oszillators 2 und damit die Phase seiner 10. Harmonischen im Vergleich zum Strom des Quarzoszillators ändert. Diese Aenderung des Anodengleichstroms von Röhre 1 wird dazu benützt, um in bekannter Weise die Induktivität einer im Oszillator 2 befindlichen Spule mit Eisenkern zu beeinflussen und damit die Aenderung der Frequenz, die die Phasenverschiebung hervorgerufen hat, rückgängig zu machen. Gleichgültig, ob diese Erklärung ganz richtig ist oder nicht, jedenfalls bleibt tatsächlich die Frequenz des Oszillators auf diese Weise genau auf dem 10. Teil der Frequenz des Quarzoszillators, ein Beispiel für die Steuerung der Frequenz eines Niederfrequenzgenerators durch eine Hochfrequenz.

c) Der 5000-Periodenstrom des Oszillators 2 betreibt nach Verstärkung durch die Röhre 4 (5 Watt) einen Synchronmotor, von dem Bild 4 einen Schnitt gibt. Der Stator hat 100 U-förmige Stücke *SS* aus Siliziumstahl, die von einer gemeinsamen Spule *P* mit dem Anodenstrom der 5-Wattröhre (Gleich- + 5000-Periodenstrom) magnetisiert werden. Der Rotor *R* mit vertikaler Achse hat entsprechend 100 Zähne *Z*, die über Luftschlitzen der U-förmigen Statorteile rotieren.

Man hätte mit diesem Motor durch eine Uebersetzung hindurch direkt eine Uhr betreiben können. Da aber von den früheren Anordnungen her schon die Uhrmotoren für hundertperiodigen Wechselstrom zur Verfügung standen, so wurde der Motor von Bild 4 für 5000 periodigen Wechselstrom dazu verwendet, um erst einen Generator für eine Frequenz von 100/sec zu schaffen. Dieser Generator ist in Bild 4 mit *G* bezeichnet. Er ist von der Gleichpoltype (Induktortype) und liefert bei jeder Umdrehung des 5000periodigen Synchronmotors zwei Perioden. Der von ihm bezogene 100periodige Strom treibt dann die Uhr, die den Anschluß an die Zeitmessungen gibt (Vgl. a.)

Es liegen noch nicht genügende Erfahrungen mit dieser Anordnung vor, um den Grad der Genauigkeit und die Konstanz beurteilen zu können.

J. Zenneck.

[1]) s. Bild 3: „Zufuhr der Hochfrequenz".

**F. K. Vreeland.** Ueber den verzerrungsfreien Empfang einer modulierten Welle und seine Beziehung zur Selektivität des Empfängers. (On the distortionless reception of a modulated wave and its relation to selectivity.) Proc. Inst. Radio Eng. 16, S. 225 bis 280, 1928.

Die Ueberlegung, von der Vreeland ausgeht, ist die folgende. Die Niederfrequenzen, die für den Rundfunk in Betracht kommen, gehen bis etwa 10 000/sec. Die Hochfrequenz des Senders umfaßt also ein Frequenzband von der Breite 20 000/sec, oder wenn man sich auf eine Niederfrequenz bis 5000/sec beschränkt, von der Breite 10 000/sec.

Die erste Bedingung des Empfängers ist also die, daß er alle Frequenzen in diesem Bereich amplitudengetreu wiedergibt. Nur dann ist die Reproduktion verzerrungsfrei. Die zweite, die Selektivitätsbedingung für den Empfänger ist aber, daß er auf Frequenzen außerhalb dieses Bandes überhaupt nicht mit merklicher Intensität reagiert.

Dazu kommt als dritte Bedingung für einen Rundfunkempfänger, daß er eine ganze Anzahl von Stationen empfangen soll, d. h. die Bedingung, daß das Frequenzband, auf das der Empfänger anspricht, bequem variiert werden kann. Diese letzte Bedingung schließt die Verwendung von Siebketten aus.

Das Ideal eines Empfängers wäre also ein solcher, dessen Frequenz-Charakteristik (Resonanzkurve) ein Rechteck ist derart, daß seine Breite das zu empfangende Frequenzband deckt, aber gegen andere Frequenzen möglichst scharf abschneidet. Der Verfasser versucht dieses Ziel mit zwei Anordnungen zu erreichen:

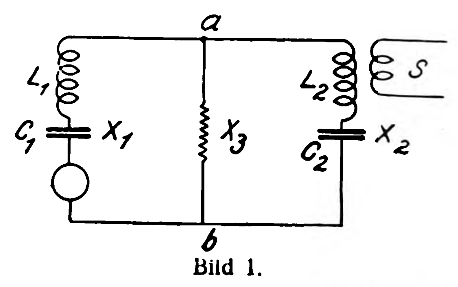



Bild 1.

1. Die erste, die er „band selector" nennt, ist in Bild 1 schematisch dargestellt. Darin wird die Reaktanz $X_1$ von $L_1$ $C_1$ und diejenige $X_2$ von $L_2$ $C_2$ gleich gewählt und $X_3$ bedeutet eine Reaktanz, die im allgemeinen klein ist gegen die Reaktanz $X_1$ und $X_2$ und sowohl induktiv als auch kapazitiv sein kann. Die Frequenz-Charakteristik ist von der Form der ausgezogenen Kurve von Bild 2, während die gestrichelte Kurve die Resonanzkurve von $L_1$ $C_1$ bzw. $L_2$ $C_2$ sein soll. Man erreicht also eine Resonanzkurve von ungefähr der verlangten Form.

2. Das Prinzip der 2. Anordnung („spaced band amplifier") ist das folgende (Bild 3). Schaltet man

Digitized by Google

drei Systeme hintereinander, die die Resonanzkurve 1 bzw. 2 bzw. 3 haben, so bekommt die Kombination der drei Systeme als Resonanzkurve die Kurve 4 von Bild 3, d. h. also eine Kurve der gewünschten Form. Das Prinzip läßt sich sehr einfach darstellen durch

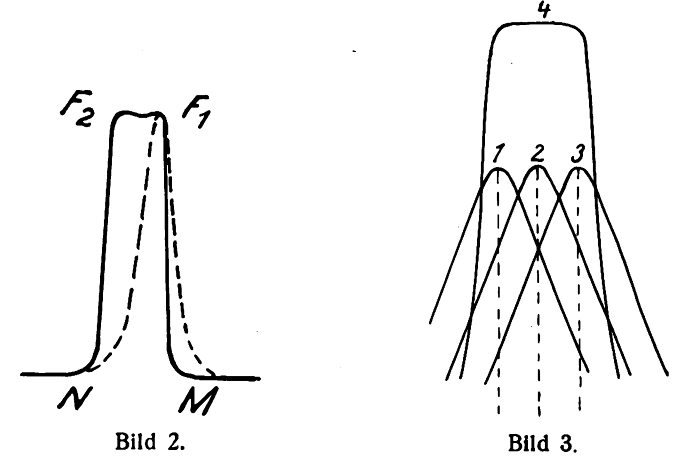



Bild 2. Bild 3.

einen Mehrfach-Verstärker, in dem jede Stufe auf eine bestimmte, aber jede auf eine andere Frequenz, entsprechend der Resonanzkurve 1, 2, 3 von Bild 3, abgestimmt ist.

In der Diskussion der ersten Anordnung in Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 494—496, 1928, macht J. R. Nelson mit Recht darauf aufmerksam, daß dieser Selektor einfach als zwei gekoppelte Kreise aufgefaßt werden kann und daß er die Breite der Resonanzkurve und die bekannten Eigenschaften solcher Kreise besitzt.

Auch V. D. Laudon (Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 848—850, 1928) beschäftigt sich mit der Abhandlung und betont, daß die erste Anordnung einfach gekoppelte Kreise sind, deren Kopplung in der Nähe der kritischen liegt. Bezüglich der Kopplung von nicht abgestimmten Kreisen macht er besonders darauf aufmerksam, daß für den tatsächlichen Verlauf der Resonanzkurven der Widerstand der Spulen eine große Rolle spielt. Er sagt, daß die Spulen, die meist im Rundfunkgebiet gebraucht werden, einen Widerstand haben, der einer Potenz der Frequenz proportional ist, die zwischen 1 und 2 liegt.

J. Zenneck.

**N. H. Williams.** (Universität Ann Arbor, Michigan). Die Schutzgitterröhre. (The screengrid tube.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 840—843, 1928.

Nach den Ausführungen des Verfassers ergibt die Hochfrequenzverstärkung durch die Drei-Elektrodenröhren folgende Schwierigkeiten. Benützt man Widerstandskopplung, so kann die theoretische Spannungsverstärkung einer Stufe $\mu R/(R_0+R)$ ($\mu$ = Verstärkungsfaktor, $R_0$ = innerer Widerstand, $R$ = Widerstand des Anodenkreises) praktisch nicht erreicht werden aus zwei Gründen:

1. Durch die veränderliche Anodenspannung wird auf das Gitter eine Spannung induziert, die der dem Gitter aufgedrückten Spannung entgegengesetzt ist.
2. Parallel zum Anodenwiderstand liegt die Kapazität Anode-Glühfaden. Infolge davon erreicht man niemals die (bei $R = \infty$) theoretisch mögliche Spannungsverstärkung $\mu$.

Koppelt man eine Stufe mit einer der nächsten durch einen abgestimmten Kreis in der Anodenleitung, so wird die Verstärkung durch die Rückkopplung in der Verstärkerröhre nicht geschwächt, es tritt aber jetzt die Gefahr der Selbsterregung von Schwingungen auf.

Von diesen Mängeln frei ist die Schutzgitterröhre besonders infolge der sehr geringen Kapazität zwischen der Anode und dem Steuergitter, die nur etwa 1 % derjenigen bei einer entsprechend konstruierten Drei-Elektroden-Röhre beträgt.

Bei einer Drei-Elektrodenröhre ist die Hochfrequenzkomponente des Anodenstroms durch folgende Eigenschaften der Röhre bestimmt:

1. Aenderung d. Anodenstroms m. d. Gitterspannung,
2. „ „ „ „ „ Anodenspannung,
3. „ „ Gitterstroms „ „ Gitterspannung,
4. „ „ „ „ „ Anodenspannung,
5. Kapazität zwischen Anode und Gitter,
6. „ „ „ „ Glühfaden und
7. „ „ Gitter und Glühfaden.

Bei der Schutzgitterröhre kommt 2 praktisch nicht in Betracht, da der Anodenstrom nur sehr wenig von der Anodenspannung abhängt, wenn die Anode positiv gegen das Schutzgitter ist. Beim Gebrauch als Verstärker kann der Gitterstrom durch geeignete Vorspannung auf Null gehalten werden (dadurch fällt 3 und 4 weg). Die Kapazität von der Anode zum Gitter und Glühfaden ist zu vernachlässigen (5 und 6), die Kapazität zwischen Gitter und Glühfaden liegt gewöhnlich parallel zu einer anderen Kapazität des Gitterkreises und ist aus diesem Grunde unschädlich. Es bleibt infolge davon nur die Aenderung des Anodenstroms mit der Gitterspannung, d. h. die Steilheit $S = \frac{di_a}{de_g}$ der Röhre. Man bekommt dann als Spannungsverstärkung bei einem Widerstand $R$ (bzw. einer Impedanz $Z$) im Anodenkreis annähernd den Ausdruck $SR$ bzw. $SZ$ (wenn $R_0 \gg R$ bzw. $\gg Z$), und dieser kann leicht auf den Betrag 60 gebracht werden.

J. Zenneck.

**C. R. Hanna, L. Sutherlin** und **C. B. Upp.** (Westinghouse Forschungslaboratorium in East-Pittsburgh.) Eine neue Endröhre. (Development of a new power amplifier tube.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 462—475, 1928.

Die neue Röhre mit Oxyd-Kathode führt die Bezeichnung *UX* — 250. Sie liefert bei einer Anodenspannung von 450 Volt eine maximale Anodenleistung von 4,6 W, bei 400 Volt von 3,5 W, bei 350 Volt von 2,45 W und bei 300 Volt von ca. 1,6 Watt. Die Konstruktion der Röhre wird beschrieben und eine Tabelle zeigt, wie sich die Konstanten der Röhre ändern, wenn der Verstärkungsfaktor der Röhre durch Aenderung des Abstandes der Gitterdrähte variiert wird.

Die Charakteristiken der neuen Röhre in ihrer normalen Form werden für die verschiedenen Anodenspannungen angegeben und aus ihnen der günstigste Arbeitspunkt und der günstigste Belastungswiderstand (Anodenwiderstand) abgeleitet unter der Voraussetzung, daß die unverzerrte Nutzleistung möglichst groß und daß die Anodenspannung und

Digitized by Google

Wärmeentwicklung an der Röhre eine bestimmte Grenze nicht überschreitet.

Dieser bei weitem größte Teil der Arbeit ist deshalb besonders wichtig, weil die darin angewandten Methoden auf jede beliebige andere Röhre zu übertragen sind. J. Zenneck.

**F. E. Terman.** Die umgekehrte Elektronenröhre als Leistungsverstärker mit Spannungsreduktion. (The inverted vacuum tube, a voltage-reducing power amplifier.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 447—461, 1928.

Mit umgekehrter Elektronenröhre ist gemeint ein Gebrauch der Röhre (vgl. Bild 1), bei der die Ano-

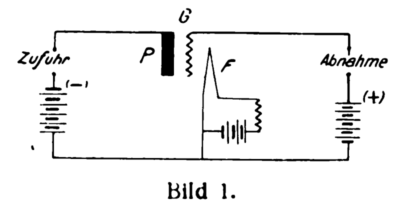



Bild 1.

denspannung geändert und der Strom im Gitterkreis abgenommen wird, wobei die „Anode" eine starke negative und das Gitter eine starke positive Vorspannung bekommt.

Von dieser umgekehrten Elektronenröhre werden in der Arbeit zuerst die Charakteristiken angegeben, ebenso Methoden zur Messung des Spannungsreduktionsfaktors (Durchgriffs), des inneren Widerstandes und der Steilheit der Röhre.

Unter den praktischen Anwendungsmöglichkeiten werden zwei hervorgehoben. Bei der ersten handelt es sich um die Verwendung für die oszillographische Aufnahme des zeitlichen Verlaufs von Spannungen. Beim gewöhnlichen Oszillographen — nicht bei der Braunschen Röhre — wird bei Spannungsaufnahmen immer Strom entnommen mit all den Nachteilen, die z. B. eine Spannungsmessung durch ein technisches Voltmeter (Strommesser mit hohem

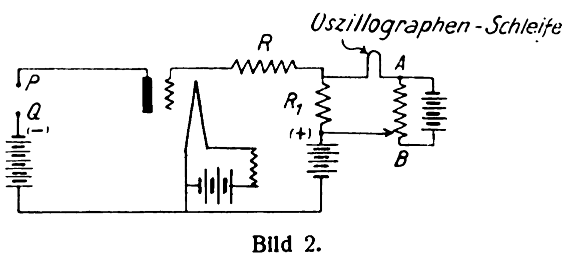



Bild 2.

Widerstand) hat. Mit Hilfe der umgekehrten Elektronenröhre lassen sich oszillographische Spannungsaufnahmen ohne Stromentnahme machen, indem man die zu oszillographierende Spannung an den Anodenkreis der Röhre, die Oszillographenschleife an das Gitter anschließt. Da die „Anode" negative Spannung gegen den Glühfaden hat, so fließt kein Strom im Anodenkreis, und solange man auf dem geradlinigen Teil der Charakteristik bleibt, ist der Strom im Gitterkreis proportional der an die Anode angelegten Spannung. Die Schaltung ist in Bild 2 gezeichnet; die Spannung, deren zeitlicher Verlauf aufgenommen werden soll, ist zwischen $P$ und $Q$ zu denken. Der Widerstand $R$, der mindestens zweimal so groß wie der innere Widerstand Gitter—Glühfaden sein sollte, soll das Gebiet, in dem der Gitterstrom proportional der Anodenspannung ist, vergrößern. Der Widerstand $R_1$ (100 — 1000 Ohm) und der Spannungsteiler $AB$ dienen dazu, den normalen Gleichstrom zu kompensieren.

Eine zweite Verwendung, die sich aus dem gesamten unmittelbar ergibt, ist die Messung von hohen Gleichspannungen ohne Stromentnahme. Die Schaltung ist diejenige von Bild 3. Die zu messende Spannung wird zwischen $P$ und $Q$ gelegt. Der Widerstand $R$ wird verhältnismäßig hoch genommen und der Spannungsteiler $AB$ so eingestellt, daß kein Strom durch den Strommesser $MA$ fließt, wenn die Anode und das Gitter kurz geschlossen sind. Nimmt man Röhren mit sehr großem Verstärkungs- bzw.

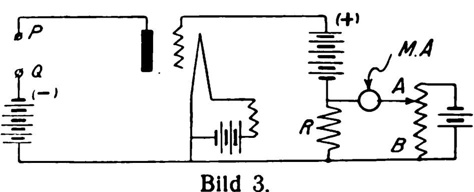



Bild 3.

Reduktionsfaktor, so lassen sich sehr hohe Spannungen ohne Stromentnahme messen.

Zur Messung von hohen Wechselspannungen wird die Schaltung von Bild 4 empfohlen. Die Messung der Wechselspannung beruht in bekannter Weise darauf, daß der Kondensator $C$ eine Ladung bekommt, sobald die Anodenspannung positiv wird. Legt man

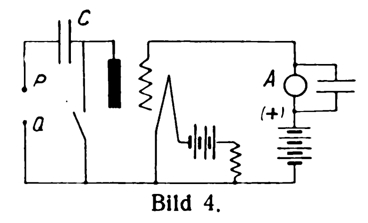



Bild 4.

also eine Wechselspannung bei $PQ$ an, so nimmt die Ladung des Kondensators so lange zu, bis die Spannung am Kondensator gleich dem Scheitelwert der Wechselspannung geworden ist. Sobald also der Ausschlag am Strommesser $A$ des Gitterkreises konstant geworden ist, ist die Spannung am Kondensator gleich dieser Scheitelspannung. Man eicht die Anordnung durch Anlegen von Gleichspannung im Anodenkreis. Auch diese Anordnung kann für hohe Spannungen verwendet werden und braucht praktisch keine Energie.

Die Röhre läßt sich in dieser umgekehrten Verwendungsart auch als Schwingungsgenerator gebrauchen, bietet aber dafür keine Vorteile gegenüber der gewöhnlichen Schaltung. J. Zenneck.

**H. Simon und M. Bareiß.** Die deutsche Raytheon-Röhre. ETZ. **49,** S. 1604—1606, 1928.

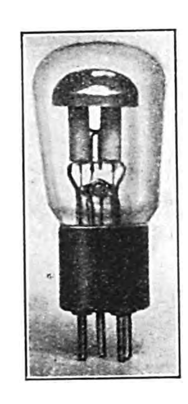
Der Wunsch, bei Rundfunkempfangsapparaten mit Netzanschluß die Heizwicklung für die Gleichrichter auf dem Transformator zu sparen, hat in neuerer Zeit vielfach zur Durchbildung von Gleichrichtern mit Gasfüllung und kalten Elektroden geführt.

In der vorliegenden Veröffentlichung machen die Verfasser nähere Angaben über Aufbau und Arbeitsweise eines von Osram unter der Lizenz der Raytheon Mfg. Co. Cambridge (U.S.A.) herausgebrachten

Digitized by Google

weiweg-Glimmgleichtrichters[1]), der bei einer Ano-
enwechselspannung von 2×270 Volt gleichstrom-
eitig 250 Volt 100 mA liefern soll.

Ansicht und Schnitt der Röhre zeigt Bild 1: zwei
iftförmige Anoden, deren Zuleitungen sorgfältig ge-
en Ueberschlag isoliert sind, ragen in einen von der
ilzförmigen Kathode allseitig umschlossenen Raum
inein, in dem allein die Entladung stattfindet. Die
nenseite der Kathode ist zur Erniedrigung des Ka-
odenfalls in der Durchlaßrichtung mit reinem Ba-
um in metallischer Form bedeckt. Das ganze Rohr



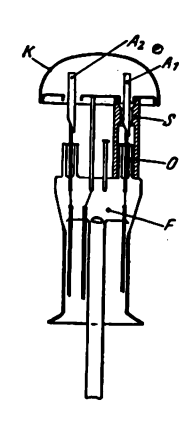



Bild 1.

st mit Helium von einigen Millimetern Druck gefüllt.
)urch diese Konstruktion wird eine gänzliche Aus-
chaltung der durch Gasabsorption und Bariummetall-
ondensation schädlichen Glaswand sowie die sehr
otwendige Reinhaltung des Edelgases während des
Betriebes durch das stets etwas verdampfende Ba-
ium erreicht.

Bemerkenswert ist vor allem, daß trotz der hohen
Spitzenspannungen auf eine Trennung der Ent-
adungsräume zwischen den beiden Anoden ver-
ichtet wird. Man nimmt hierdurch zwar Rückströme

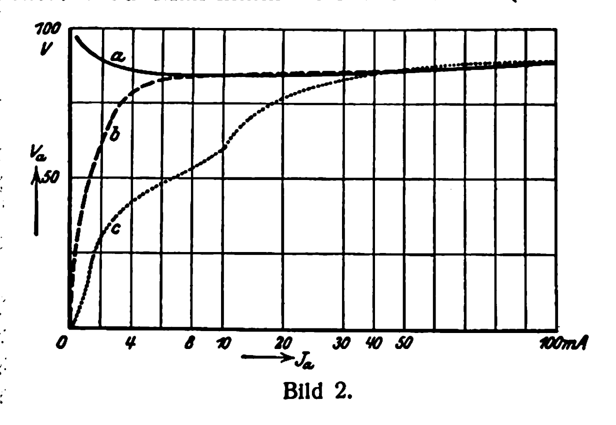



Bild 2.

on einigen Milliampere und damit eine erhöhte Ge-
ahr von Rückzündungen, die durch besondere Maß-
ahmen verhindert werden müssen, in Kauf, erzielt
edoch die vorteilhafte Wirkung, daß die für die Ein-
eitung der Hauptentladung nötige Vorionisation stets
orhanden ist, so daß die statische Zündspannung für
inen solchen Glimmgleichrichter mit zwei in Gegen-
akt arbeitenden Anoden fast völlig bedeutungslos
vird (abgesehen vom ersten Einschaltvorgang).

[1]) Bisher bekannt geworden unter der Typenbezeichnung G132 bzw. Telefunken RGN 1500.

An Hand der in Bild 2 statisch aufgenommenen Strom-Spannungs-Kurve für eine Anode sind die Verhältnisse leicht zu überschauen: Ist während der Messung die zweite Anode mit der Kathode verbunden, also sozusagen nicht vorhanden, so erhält man die bekannte Form der Charakteristik *a*. Liegt zwischen der zweiten Anode und der Kathode eine Gegenspannung von — 200 Volt (Rückstrom 0,4 mA), so erhält man die Kurve *b* und bei einer entsprechenden Gegenspannung von —400 Volt (3,1 mA Rückstrom) sogar die Kurve *c*. Aus den Kurven *b* und *c* ist ersichtlich, daß die Entladung bereits bei den kleinsten Augenblickswerten der Spannung einsetzt. Durch Betrieb beider Anoden mit Gegentakt-Wechselspannungen in der normalen Gleichrichterschaltung werden diese Verhältnisse zwar etwas modifiziert, jedoch nicht prinzipiell ver-

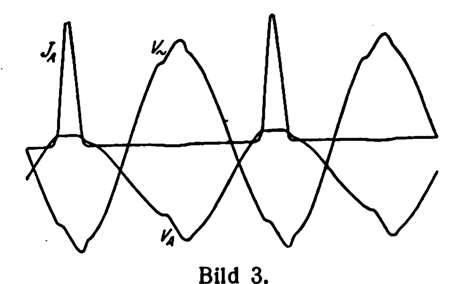



Bild 3.

ändert, wie an Hand von Oszillogrammen festgestellt wird. In dem Oszillogramm (Bild 3), für eine Anode aufgenommen, ist von einer Zündspitze in der Spannungskurve nichts zu bemerken, trotzdem die statische Zündspannung 280 Volt beträgt. Die erfolgreiche Anwendung des Rohres in Schaltung setzt vor allem eine ausreichende Größe der zum Verbraucherwiderstand parallel liegenden Ausgleichkondensatoren voraus (10—16 mF).

W. Espe.

**W. W. Loebe** und **C. Samson.** Beobachtung und Registrierung von Dickenänderungen dünner Drähte. Zs. f. techn. Phys. **9**, S. 414—419, 1928.

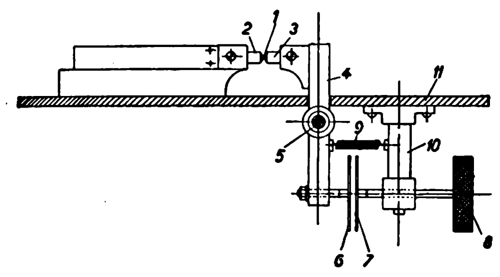



**Bild 1.**
**Tasteinrichtung.**

Bei der Fabrikation von dünnen Drähten, wie sie z. B. für Glühlampen, Senderöhren und als Kerndrähte für die Kathoden der Rundfunkröhren gebraucht werden, ist außerordentlich wichtig, die Konstanz des Drahtdurchmessers sehr genau über große Drahtlängen und unmittelbar beim Ziehprozeß zu überwachen.

Die Aufgabe wird von den Verfassern durch ein Verfahren gelöst, das auf dem bekannten Prinzip beruht, Kapazitätsänderungen zur Beobachtung und

Digitized by Google

Messung kleiner Größen zu benutzen. Da die angegebene Hochfrequenzapparatur auch für andere Zwecke, z. B. zur Messung kleiner Druckschwankungen, Temperaturausdehnungen, zu Erschütterungsmessungen u. a. geeignet erscheint, soll sie kurz erläutert werden: Die Uebersetzung der Dickenschwankungen in Aenderungen der Kapazität eines Kondensators erfolgt mechanisch mit Hilfe der in Bild 1 abgebildeten Vorrichtung, in der der zu untersuchende Draht zwischen zwei Tastorganen hindurchgezogen wird, von denen eins feststeht, während das andere beweglich ist und unter Federdruck an dem

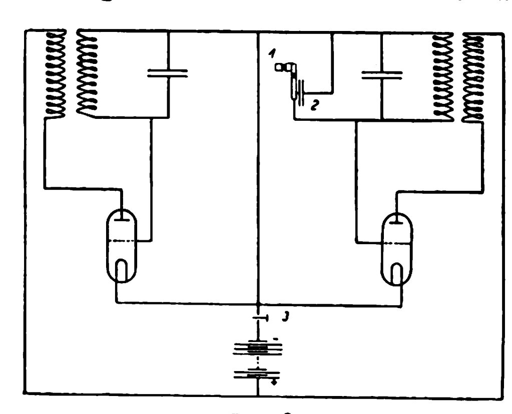


Bild 2.
**Schaltung der beiden Schwingungskreise.**

Draht anliegt. Der Kondensator liegt in einer Schwebungstonschaltung (Bild 2, Eigenfrequenz jedes Kreises ca. $10^6$ Hertz). Die so entstehenden Tonhöheschwankungen werden auf einen Schwingungskreis 3 (Bild 3) gegeben, der so abgestimmt ist, daß die Frequenz des Ruheschwebungsstromes (ca. 1000 Hertz) in die Mitte des geradlinigen Teiles seiner Resonanzkurve fällt, so daß also jeder Tonhöhe des Schwebungstones eine bestimmte Amplitude der Spannung im Schwingungskreis 3 entspricht. Nach

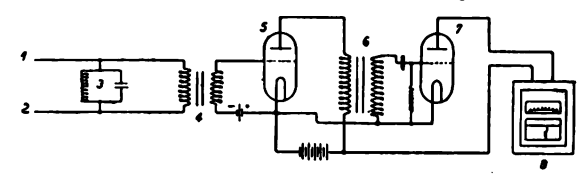


Bild 3.
**Verstärkungsschaltung zur Registrierung.**

Verstärkung (5) und Gleichrichtung (7) erfolgt Registrierung des im Rhythmus der Tonhöheänderungen schwankenden, bis zu 50 mA betragenden Gleichstromes durch ein gewöhnliches Registrierinstrument (8).

Die von den Verfassern gewollte und erreichte Empfindlichkeit beträgt 0,8 mm Ausschlag im Registrierinstrument für Dickenänderungen von $1 \cdot 10^{-4}$ mm. Sie dürfte sich jedoch für besondere Zwecke bei Anwendung von Materialien mit kleinem Temperaturkoeffizienten um eine Zehnerpotenz steigern lassen. An Hand von Eich- und Registrierdiagrammen wird die Brauchbarkeit der Apparatur und die Reproduzierbarkeit der mit ihr gewonnenen Meßergebnisse erwiesen. W. Espe.

**H. A. Wheeler.** Die Messung von Röhrenkapazitäten durch eine Transformatoren-Schaltung. (Measurement of vacuum-tube capacities by a transformer balance.) Aus der Hazeltine Corporation. Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 476—481, 1928.

Die Anordnung in der Form, in der sie das nebenstehende Bild zeigt, dient dazu, um die Kapazität $C_{gp}$ zwischen Anode und Gitter der Röhre $R$ zu messen. Sie besteht außer der zu messenden Röhre $R$ aus 4 voneinander abgeschirmten Teilen, dem Hochfrequenzgenerator (Oszillator links), dem veränderlichen Luftkondensator $C_n$, den Transformatoren $L_{p_1} - L_{s_1}$ und $L_{p2} - L_{s2}$, deren Primärspulen $L_p$ und $L_{p2}$ im gleichen, die sekundären Spulen im entgegengesetzten Sinn gewickelt sind. Wie aus dem

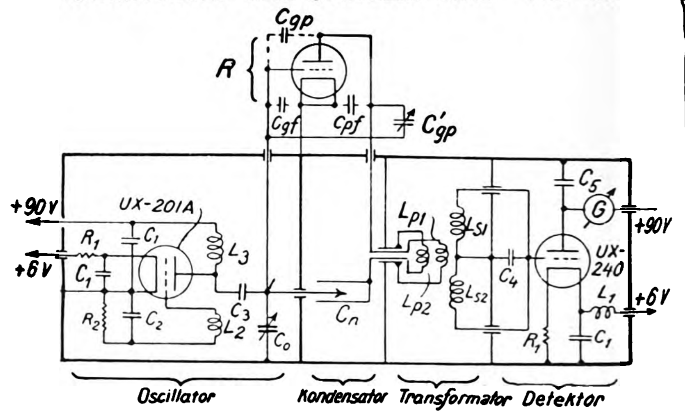



Bild hervorgeht, liegen parallel zum Kondensator $C$ zwei Leitungen; die eine besteht aus der zu messenden Kapazität $C_{gp}$ und der Primärspule $L_{p_1}$, die andere aus der veränderlichen Kapazität $C_n$ und der anderen Primärspule $L_{p2}$, die $L_{p_1}$ genau gleich ist. Stellt man die regelbare und geeichte Kapazität $C_n$ so ein, daß im Detektorkreis keine Wirkung zustande kommt, so muß die zu messende Kapazität $C_{dn} = C_g$ sein.

Der veränderliche Kondensator $C_n$ besteht tatsächlich aus zwei koaxialen Zylindern, die sich längs der Achse gegeneinander verschieben lassen.

J. Zenneck.

**L. Walsh.** Eine Brücke zur Messung der „direkten Röhrenkapazitäten". (A direct-capacity bridge for vacuum tube measurements.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 482—486, 1928.

Unter der „direkten Kapazität" von zwei Leitern versteht der Verfasser die Kapazität zwischen diesen beiden Leitern mit Ausschluß aller anderen Kapazitäten des Systems.

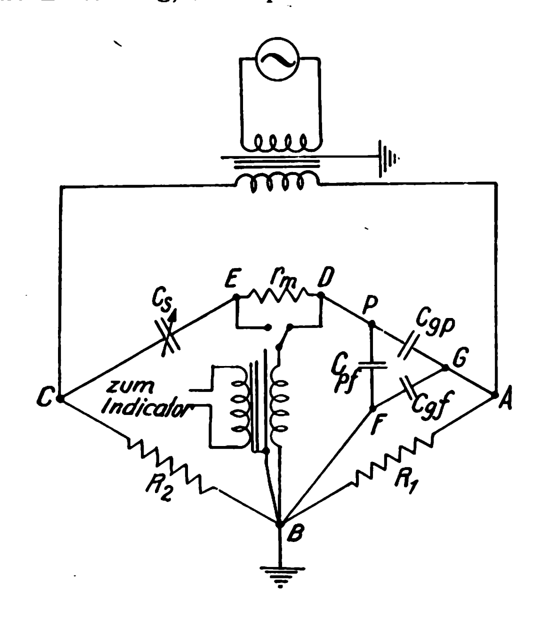
Eine Röhre kann vom Standpunkt der elektrostatischen Kapazität aus aufgefaßt werden als eine Dreiecksschaltung von drei Kapazitäten (vgl. nebenstehendes Bild): 1.) die Kapazität zwischen Anode und Gitter $= C_{gp}$, 2.) zwischen Gitter und Glühfaden $= C_{gf}$ und 3.) zwischen Anode und Glühfaden $= C_{pf}$. Die Brücke des Verfassers hat die Anordnung des nebenstehenden Bildes, in dem $P$ den Anschluß der Anode, $G$ denjenigen des Gitters und $F$ denjenigen des Glühfadens bezeichnet. Außer dem Normalkondensator $C_s$ sind auch die Widerstände $R_1$ und $R_2$ und $r_m$ als veränderlich anzusehen. Der Widerstand $r_m$ dient nur zur Phasenregulierung, wenn entweder die Röhre oder der Normalkondensator $C_s$

Digitized by Google

-erluste besitzt. Ist der Strom im Brückenzweig = 0, so besteht die leicht abzuleitende Beziehung

$$C_{gf} \cdot R_1 = C_s \cdot r_m; \; R_1 / R_2 = C_{gp} / C_s.$$

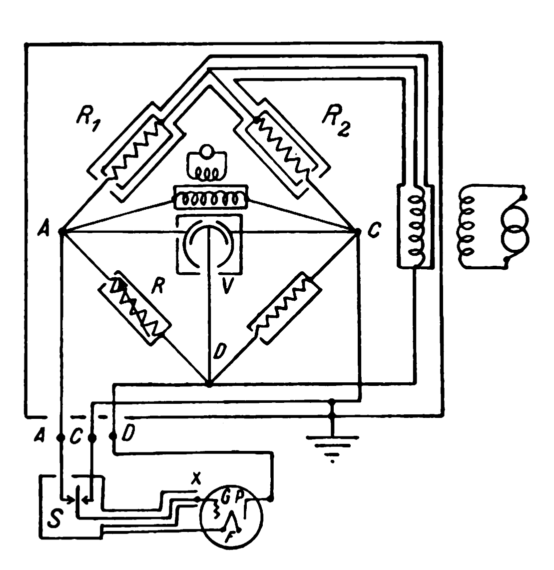
lan erhält also $C_{gf}$ und $C_{gp}$; $C_{pf}$ ist ohne Einfluß uf die Einstellung, da es parallel zum Brückenzweig




egt. Wie die Schaltung abgeändert werden muß, venn $C_{pf}$ bestimmt werden soll, ist ohne weiteres lar.

J. Zenneck.

**E. T. Hoch.** Eine Brückenmethode zur Aessung der Impedanzen zwischen den Elektroden einer Röhre. (A bridge method or the measurement of interelectrode admittance in acuum tubes.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 487 bis 193, 1928.




Die Brücke (siehe Bild) ist eine Abart der abgeschirmten Brücke von Colpitts und Campbell (vgl. G. A. Campbell, Bell Syst. techn. Journ. **11**, S. 18—38, 1922). Sie ist im Bild so geschaltet, wie es zur Messung der Kapazität zwischen Gitter $G$ und Anode $P$ einer Röhre nötig ist. Sie besitzt doppelt abgeschirmte Zweige $R_1$ und $R_2$ von derselben Größe, einen veränderlichen Differential-Kondensator $V$ (was damit gemeint ist, geht aus dem Bilde hervor), einen festen Zweig $CD$ (gewöhnlich 10 000 Ohm) und einen veränderlichen Widerstand $R$ im Zweig $AD$ (gewöhnlich Dekadenwiderstand mit einem Gesamtwiderstand von 11 000 Ohm). $S$ ist ein abgeschirmter Schalter, um die Kapazität $GP$ entweder parallel zu dem Zweig $CD$ oder parallel zum Zweig $AD$ zu legen.

Das Verfahren bei der Messung ist das folgende: Der Schalter $S$ wird so eingestellt, daß die zu messende Kapazität parallel zum Zweig $CD$ liegt. Die Brücke wird abgeglichen durch Aenderung von $V$ und $R$. Die Ablesungen an $V$ und $R$ seien $V_c$ und $R_c$ Dann wird der Schalter $S$ umgelegt, so daß die Kapazität parallel zum Zweig $AD$ liegt. Die Werte, die zur Abgleichung der Brücke jetzt nötig sind, seien $V_a$ und $R_a$. Dabei ist angenommen, daß der Kondensator $V$ schon so geeicht ist, daß die auf ihm angegebenen Werte (auch $V_c$ und $V_a$) diejenigen Kapazitäten sind, die bei der betreffenden Einstellung von $V$ im Zweig $CD$ kompensiert werden. Dann bestehen die Beziehungen

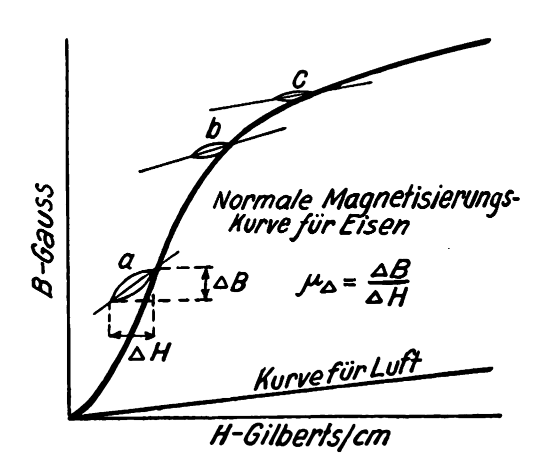
$$C_{gp} = \frac{V_c - V_a}{2}; \; K_{gp} = \frac{R_a - R_c}{2 R_a R_c},$$

wenn man unter $K_{gp}$ den Leitwert zwischen Gitter und Anode versteht.

In der Arbeit sind die Ergebnisse einer Reihe solcher Messungen angegeben, und zwar die Zahlen für die Kapazitäten Anode-Gitter, Anode-Glühfäden, Gitter-Glühfäden, das letztere sowohl wenn der Glühfaden geerdet, als wenn er isoliert war.

J. Zenneck.

**C. A. Wright** und **F. T. Bowdich.** Die Messung der Induktivität von Drosselspulen. (The measurement of choke coil inductance.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 373—384, 1928.




Es handelt sich bei der Arbeit um die Messung der Induktivität von Spulen mit Eisenkern in Abhängigkeit von dem durch die Spule fließenden Wechselstrom und evtl. einem darüber gelagerten

Digitized by Google

Gleichstrom. Die verschiedenen Abänderungen der Meßmethode kommen alle auf die gleichzeitige Messung von Strom und Spannung hinaus. Augenscheinlich ist den Verfassern die vom theoretischen und praktischen Standpunkt viel bessere Methode von R. Strigel (ds. Jahrb. **29**, S. 10—20, 1927), ebenso andere Arbeiten, die sich auf Spulen mit Eisenkern beziehen, unbekannt geblieben.

In den Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 844—847, 1928, macht W. O. Osbon auf folgenden Fehler in der Arbeit aufmerksam. Die Verfasser haben die Induktivität $L$ einer Spule mit geschlossenem Eisenkern in die Form gebracht

$$L = \frac{0{,}4\,\pi\,.\,N^2\,.\,\mu\,A}{l}\,.\,10^{-8}$$

($N$ = Windungszahl, $A$ = Eisenquerschnitt, $l$ = mittlere Länge des Eisenwegs). Sie verstehen unter $\mu$ die Permeabilität, die sich aus der mittleren Neigung der Magnetisierungskurve innerhalb des Gebiets, in dem der Strom variiert, ergibt. Osbon betont mit Recht, daß es bei kleinen zyklischen Magnetisierungen eines mit Gleichstrom magnetisierten Eisenkerns nicht auf diese Neigung ankommt, sondern auf die Neigung der kleinen Hysteresis-Schleifen ($a$, $b$, $c$ des nebenstehenden Bildes), die in diesem Fall tatsächlich durchlaufen werden.

J. Zenneck.

**H. M. Turner.** Ein kompensiertes Röhrenvoltmeter. (A compensated electron-tube voltmeter.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 799—801, 1928. (Yale Universität, New Haven Conn.)

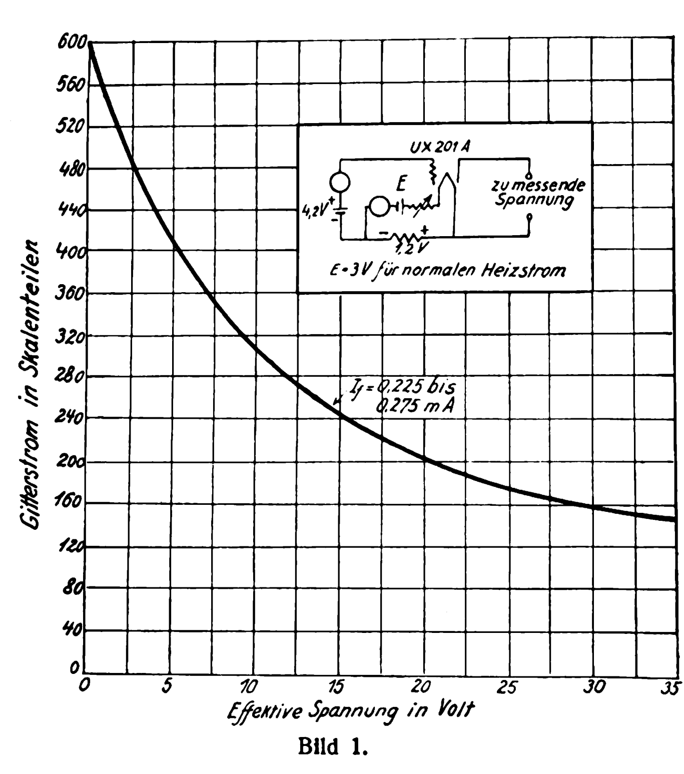



Bild 1.

Bei den gewöhnlichen Röhrenvoltmetern hingen die Angaben in hohem Maße von dem Heizstrom ab. Es trat deshalb ein erheblicher Fehler auf, wenn dieser sich änderte. Von diesem Fehler frei sind die Kompensationsschaltungen, die der Verfasser beschreibt. Das Wesentliche an ihnen ist, daß der Spannungsabfall längs eines Widerstandes im Heizstromkreis auf den Gitterkreis wirkt und daß infolge

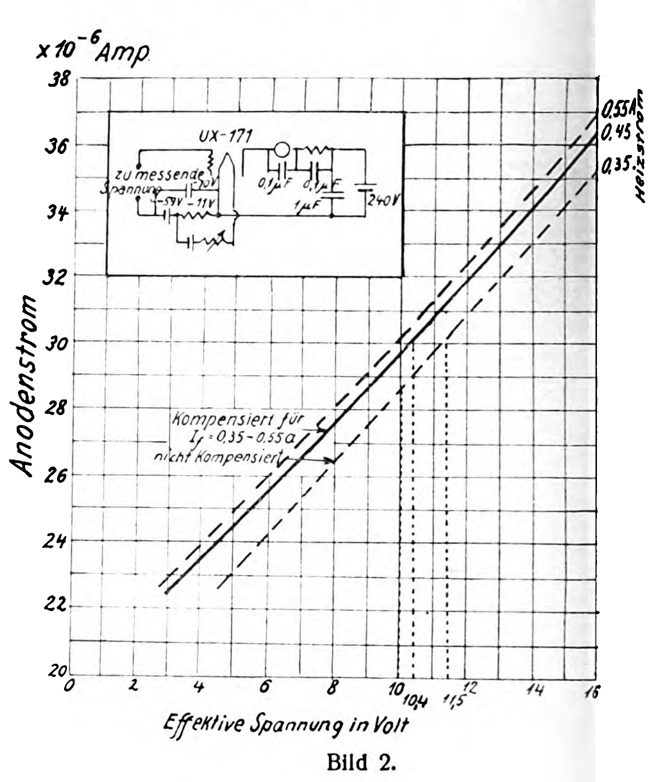



Bild 2.

davon die Gittervorspannung sich ändert, sobald der Heizstrom größer oder kleiner wird. In der Arbeit sind zwei Schaltungen angegeben. Bei der einen (Bild 1) liegt die zu messende Spannung im Anodenkreis; gemessen wird der Strom im Gitterkreis (vgl. das Referat in dsm. Jahrb. über Terman, Umgekehrte Electronenröhre etc.). Die Eichkurve in Bild 1 gilt für alle Heizströme zwischen 0,225 und 0,275 Amp. (der normale Heizstrom ist 0,25 Amp.). Bei der anderen Schaltung (Bild 2) liegt die zu messende Spannung in üblicher Weise im Gitterkreis, während der Strom im Anodenkreis gemessen wird. Die stark ausgezogene Kurve ist die Eichkurve bei Anwendung der Kompensation, sie gilt für Heizströme zwischen 0,35 und 0,55 Amp. Die gestrichelten Kurven sind Eichkurven für dieselbe Schaltung, aber ohne Kompensation, und zwar für die Heizströme 0,35 und 0,55 Amp.

J. Zenneck.

**J. R. Nelson.** (Eng. Dept. Cunningham, New-York.) Detektorwirkung der Doppel-Gitterröhre. (Detection with the four-electrode tube.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 822—839, 1928.

Eine mathematische Theorie der Anodengleichrichtung von Doppel-Gitterröhren wird entwickelt und die Ergebnisse mit den Resultaten, die experimentell an der Cunningham-Röhre $CX$ — 322 erhalten wurden, verglichen.

J. Zenneck.

Digitized by Google

Band 33 Juni 1929 Heft 6

JUL 29'29

# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. Arco (Berlin), Dr. L. W. Austin (Washington), Postrat Dr. F. Banneitz (Berlin), Prof. Dr. H. Barkhausen (Dresden), Dr. W. Burstyn (Berlin), Prof. Dr. A. Esau (Jena), Prof. Dr. H. Faßbender (Berlin), Dr. L. de Forest (New-York), Prof. Dr. F. Kiebitz (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. Leithäuser (Berlin), Dr. S. Loewe (Berlin), Dr. C. Lübben (Berlin), Dr. E. Lübcke (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. Meissner (Berlin), Prof. Dr. H. G. Möller (Hamburg), Dr. E. Nesper (Berlin), Dr. B. van der Pol jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. Poulsen (Kopenhagen), Prof. Dr. L. Pungs (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. Rosenbaum (Berlin), Dr. K. Rottgardt (Berlin), Prof. Dr. H. Rukop (Köln), Dr. A. Scheibe (Charlottenburg), Oberingenieur O. Scheller (Berlin), Prof. Dr. W. Schottky (Berlin), Prof. Dr. A. Sommerfeld (München), Dr. F. Trendelenburg (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. Wien (Jena), Prof. Dr. H. Wigge (Köthen-Anh.)

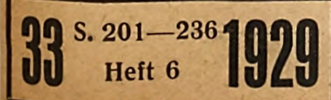
herausgegeben von

Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9



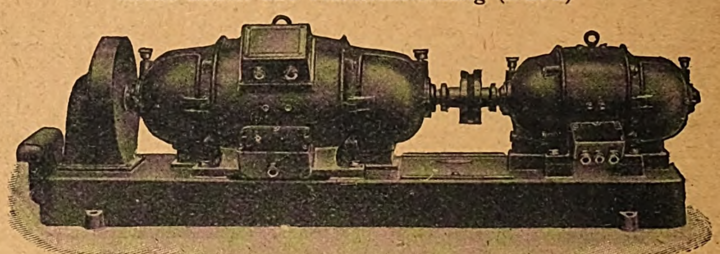

*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google

# Gleichstrom-Hochspannungs-Dynamos

**für Sender :: für 2000-10 000 Volt Spannung**

offene Bauart und Marineausführung (DGM.)



# Doppelstrom-Generatoren

(Gleichstrom-Gleichstrom-Doppelstrom-Umformer) maximale Leistung 1200 Volt, 120 Watt

**besonders geeignet für Funk-Kurzwellensender usw.**

**Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!** **Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!**

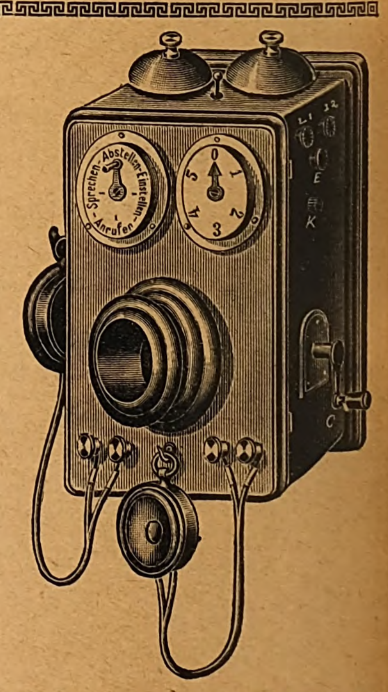
BEW **Bayerische Elektricitäts-Werke**

Fabrik **Landshut** Bayern

1879 1929

50 JAHRE ELEKTRISCHE MESSGERÄTE

Anfang der 80er Jahre waren der Telegraph und das Telephon die hauptsächlichsten Anwendungsgebiete der Elektrotechnik. Einige Fernsprecher waren von der Reichspost eingeführt worden. Eugen Hartmann wandte sich gleich auch diesem Gebiete zu und ließ eine Musteranlage im Würzburger Betrieb aufbauen. Bald bestellte der Magistrat einige Anlagen und wenige Jahre später waren E. Hartmann & Co. Lieferanten der Deutschen Reichspost.



# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT A M**




Digitized by Google

Band 33 Juni 1929 Heft 6

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Zur Theorie des rückgekoppelten Röhrensenders.

Ueber ein anschauliches Verfahren zur Behandlung des Amplitudenproblems.

Von F. Kirschstein.

Mitteilung aus dem Elektrotechnischen Laboratorium der Technischen Hochschule Berlin.

## Inhaltsübersicht.

Einleitung.
1. Das Schwingdiagramm des Röhrensenders.
2. Die Anlaufbedingung des Röhrensenders.
3. Die Amplitude der stationären Schwingung.
4. Die Kippcharakteristik.
5. Der Grenzwiderstand.
6. Die günstigsten Betriebsbedingungen.
7. Das Gitterreißdiagramm.
Zusammenfassung.

## Einleitung.

Beim Experimentieren mit der elementaren Schaltung des Röhrensenders mit induktiver Rückkopplung ist es oft schwierig, sich an Hand theoretischer Ueberlegungen über irgendwelche beobachteten Veränderungen der Schwingungs-Amplitude exakt Rechenschaft zu geben. — Die Entstehungsweise der Möller schen Schwingkennlinien ist zu kompliziert, als daß man ihr Verhalten bei einer Aenderung der Betriebsbedingungen des Senders (Gittervorspannung usw.) voraussehen könnte, und die sonst sehr anschauliche Diskussion der Barkhausen schen Selbsterregungsformel“ ist aufgebaut auf dem Begriff der „Steuerspannung“, der als eine aus verschiedenen Gitter- und Anoden-Spannungen zusammengesetzte Größe wieder der Anschauung Schwierigkeiten bereitet.

Im folgenden wird der Versuch gemacht, mit Hilfe einfacher, durch Gleichstrommessungen an der Röhre zu erhaltender Kennlinien, eine Behandlung des Problems durchzuführen, die nicht nur begrifflich den Bedürfnissen des Experimentierenden mehr

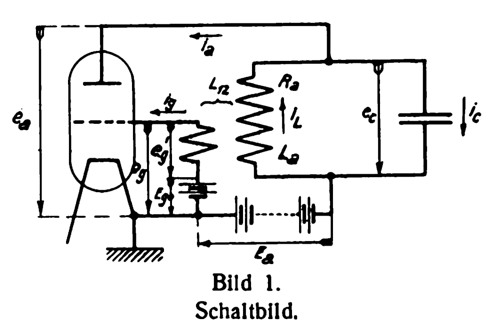


Bild 1.
Schaltbild.

Rechnung trägt, sondern auch zahlenmäßig eine einfache Konstruktion des Gitterreißdiagramms ermöglicht. — Dabei wird den Betrachtungen ein graphisches Integrationsverfahren zugrunde gelegt, das sich — ursprünglich zur exakten Ermittlung einzelner Schwingungsperioden bestimmt — auch für die allgemeine Behandlung von elektrischen

Digitized by Google

Schwingungs-Vorgängen als außerordentlich brauchbar erwiesen hat.

## § 1. Das Schwingdiagramm des Röhrensenders.

Wir gehen aus von der einfachsten Form der Senderschaltung (Bild 1). Nach Festsetzung der eingezeichneten pos. Strom- und Spannungsrichtungen ergeben sich die folgenden Beziehungen:

$$i_L R_a + e_c = - L_a \frac{d\,i_L}{dt} + L_{12} \frac{d\,i_g}{dt} \qquad (1)$$

$$i_g R_g + e_g' = - L_g \frac{d\,i_g}{dt} + L_{12} \frac{d\,i_L}{dt} \qquad (2)$$

$$e_a = e_c + E_a \qquad (3)$$

$$e_g = e'_g + E_{go} \qquad (4)$$

$$i_a = i_L - i_c = i_L - C \frac{de_c}{dt} \qquad (5)$$

Vernachlässigt man in Gleichung 1 $L_{12} \frac{di_g}{dt}$ gegenüber $L_a \frac{di_L}{dt}$, so ergibt sich

$$i_L R_a + e_c = - L_a \frac{di_L}{dt} \qquad (\mathrm{I})$$

und bei weiterer Vernachlässigung der Ohmschen Spannungsabfälle aus (1) und (2)

$$\frac{e'_g}{e_c} = - \frac{L_{12}}{L_a} = -k$$

und damit wegen:

$$i_a = f(e_a, e_g) = f(E_a + e_c, E_{go} + e_g)$$
$$= f(E_a + e_c, E_{go} - k\,e_c) = \varphi(e_c)$$

aus Gleichung (5):

$$\varphi(e_c) = i_L - C \frac{de_c}{dt} \qquad (\mathrm{II})$$

Gleichung (I) und (II) geben die Möglichkeit zur Entwicklung eines außerordentlich anschaulichen Diagramms:

Denken wir uns als Abszisse und Ordinate eines rechtwinkligen Koordinatensystems die beiden Energiegrößen des Systems: $i_L$ und $e_c$ aufgetragen, so liefert Gleichung (I) unmittelbar diejenige Schar von Linien (in der $e_c - i_L$-Ebene), längs deren die Größe $L_a \frac{di_L}{dt}$ konstante Werte besitzt. Mit

$$i_L R_a + e_c = \text{konst.}$$

ergeben sich Geraden, die alle aus einer einzigen, der durch $L_a \frac{di_L}{dt} = 0$ bestimmten „Dämpfungslinie", durch Parallelverschiebung hervorgehen. — Ganz entsprechend liefert Gleichung (II) die Schar der Kurven, längs deren der Wert $C \frac{de_c}{dt}$ konstant ist. Man erhält mit

$$i_L = \varphi(e_c) + \text{konst.}$$

eine Kurvenschar, die wiederum durch einfache Parallelverschiebung aus einer einzigen charakteristischen Linie, der sogenannten „Kippcharakteristik"[1]) ($i_L = \varphi(e_c)$ für $C \frac{de_c}{dt} = 0$ !) hervorgeht. Bild 2 zeigt den charakteristischen Verlauf von „Dämpfungslinie" und „Kippcharakteristik" für einen normalen Betriebszustand des Senders, Bild 3 das vollständige

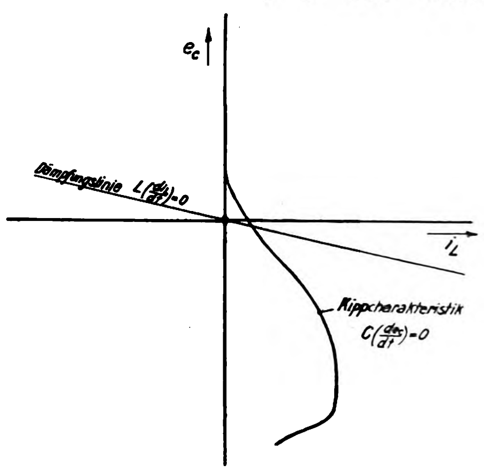



Bild 2.
Die Elemente des Schwingdiagramms.

„Schwingdiagramm" in einem für die Untersuchung der auftretenden Schwingungsvorgänge geeigneten Maßstab.

Die Kippcharakteristik ist nichts als eine gewöhnliche, gescherte Röhrenkennlinie $i_a = f(e_g)_{e_a = \text{konst}}$. Ihr Verlauf wird später einer eingehenden Untersuchung unterzogen. Zunächst verschaffen wir uns

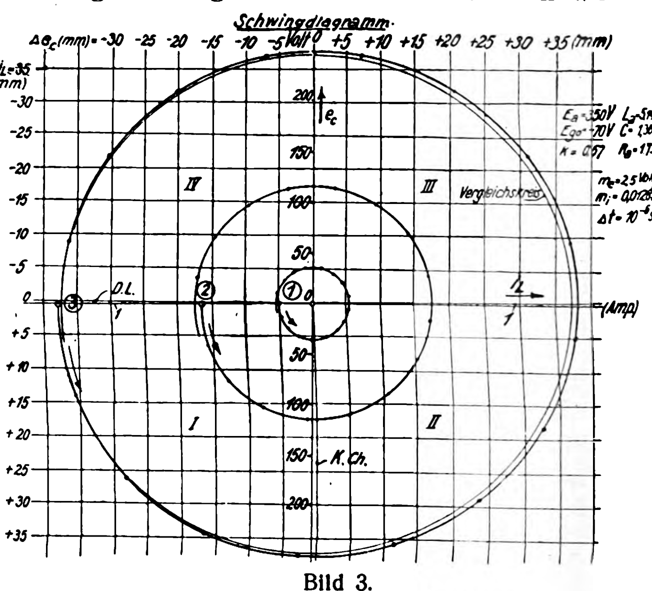



Bild 3.
Das Schwingdiagramm des Röhrensenders.

eine Vorstellung von der Bedeutung des Diagramms als solchem.

Wir untersuchen eine Zustandsänderung im System, die von einem beliebigen Anfangszustand, etwa

[1]) Die Bezeichnung „Kippcharakteristik" entspricht der Bedeutung der Kurve für den Ablauf der Kippschwingungen, die in dem zugrunde liegenden „kippfähigen" Einspeichersystem auftreten. (Vgl. F. Kirschstein: „Ueber ein Verfahren zur graphischen Behandlung elektrischer Schwingungsvorgänge". Diertationss, Berlin 1929.)

Digitized by Google

Punkt 1 in Bild 3, ausgehen soll. An Hand der bei den einzelnen Isoklinen eingetragenen Zahlenwerte für die längs derselben geltenden Werte $\frac{L\,di_L}{dt}$ und $\frac{C\,de_c}{dt}$ erkennt man unmittelbar, welchen Weg der Strom-Spannungs-Punkt von hier aus nehmen muß. Im Quadrant I herrschen stets positive Werte $\frac{di_L}{dt}$ und negative Werte $\frac{de_c}{dt}$. Es wird also im großen und ganzen eine Bewegung nach „rechts unten" eintreten. Im Quadrant II bewirken positive Werte von $\frac{C\,de_c}{dt}$ und $\frac{L\,di_L}{dt}$ ein Umbiegen der Bewegung nach „rechts oben". Im Quadrant III verläuft die Zustandsänderung nach „links oben", im Quadrant IV nach „links unten", d. h. wir erhalten den bekannten Kreislauf, wie er in einem Schwingungskreis bei irgendeiner Zustandsänderung stets

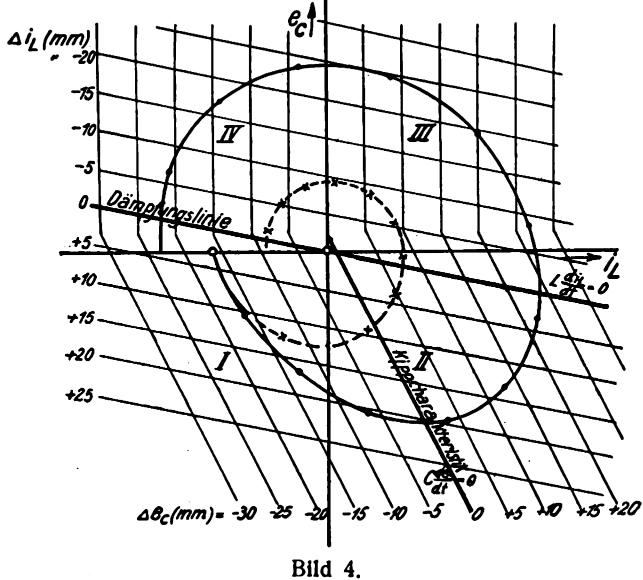



**Bild 4.**
**Idealisiertes Schwingdiagramm.**

auftreten muß: die zu Anfang ausschließlich vorhandene magnetische Energie des Systems ($\frac{1}{2}Li_L^2$) setzt sich während des ersten Viertels einer Schwingungs-Periode in elektrische Energie um, diese während des zweiten Viertels wieder in magnetische usf. — Die exakte, punktweise Konstruktion des Schwingungsverlaufs geschieht in der Weise, daß für ein bestimmtes kleines Zeitintervall $\Delta t$ jeweils die zugehörigen Werte $\Delta i_L$ und $\Delta e_c$ ermittelt werden, die den Kennzahlen der gerade überstrichenen Isoklinen und den vorliegenden $L$- und $C$-Werten entsprechen. Die Konstruktion führt, wie aus Bild 3 hervorgeht, sofort zu einem weiteren Ergebnis: der Kreislauf des Strom-Spannungspunktes führt n i c h t zum Ausgangspunkt zurück, sondern es entsteht in unserem Falle eine sich aufschraubende Spirale. Den Grund hierfür, zunächst rein formal, veranschaulicht Bild 4:

Hätte die Kippcharakteristik (K. Ch.) auch in den Quadranten I und II den vertikalen Verlauf, wie in den beiden oberen Quadranten, so würde sich der gestrichelt eingezeichnete Schwingungsverlauf ergeben, der der bekannten logarithmischen Spirale einer gedämpften Schwingung entspricht. Dadurch, daß in den unteren Quadranten eine Abbiegung der K. Ch. nach rechts eintritt, verschiebt sich der tiefste Punkt, den die Energiekurve erreicht (auf $\frac{C\,de_c}{dt} = 0$!) derart nach rechts, daß nach Ablauf der ersten Halbperiode der Strom einen wesentlich höheren Wert hat, als zu Beginn des Vorgangs. Während des weiteren Schwingungsverlaufs in den oberen Quadranten tritt zwar (infolge der Neigung der Dämpfungslinie) wieder eine Abnahme der Stromamplitude ein, jedoch ist diese am Ende der Periode noch wesentlich größer als zu Anfang. — Der eigentliche Grund für diese Erscheinung folgt aus einer energetischen Betrachtung. Das Produkt $i_a e_c = \varphi(e_c) \cdot e_c$ ist die Leistung, die in jedem Moment dem Schwingungskreis zugeführt wird. Diese Leistung hat nur während der unteren Halbperiode endliche, und zwar positive, Werte (vergl. Bild 2); während der oberen Halbperiode, in der $e_c$ sein Vorzeichen umgekehrt hat, fließt kein nennenswerter Anodenstrom, so daß eine Leistungsrücklieferung nicht stattfindet. Solange also die Leistungszufuhr während der ersten Halbperiode die Dämpfungsverluste während der vollen Periode überwiegt, muß eine Zunahme der Eigenenergie des Systems, d. h. der Schwingungsamplituden, eintreten. — U n s e r D i a g r a m m v e r a n s c h a u l i c h t a l s o d i e b e k a n n t e T a t s a c h e, d a ß e i n e „f a l l e n d e C h a r a k t e r i s t i k" a l s S t e u e r o r g a n a n e i n e n S c h w i n g u n g s k r e i s g e l e g t, z u r A u f s c h a u k e l u n g u n g e d ä m p f t e r S c h w i n g u n g e n i m S c h w i n g u n g s k r e i s e f ü h r t. Es würde grundsätzlich keine Schwierigkeiten machen, im Schwingdiagramm s e l b s t durch Probieren die stationäre Schwingungsamplitude als diejenige zu ermitteln, bei der die Kreisbewegung des Strom-Spannungs-Punktes in sich zurückverläuft (sich weder zusammen- noch auf-schraubt). Auch könnten an Hand des Diagramms leicht Betrachtungen über den Einfluß von $\frac{L}{C}$, $R$ usw. auf den Schwingungsverlauf angestellt werden. Im folgenden wird sich jedoch zeigen, daß mit Hilfe einfacher Ueberlegungen die Behandlung aller beim Betrieb des Röhrensenders interessierender Fragen auf eine einfache Diskussion der K. Ch. zurückgeführt werden kann.

## § 2. Die Anlaufbedingung des Röhrensenders.

Wir fragen uns zunächst, welche Aussagen wir über die Bedingungen machen können, unter denen der geschilderte Aufschaukelungsvorgang — ausgehend vom Ruhezustand des Senders — wirklich einsetzt. — Der Schnittpunkt von Dämpfungslinie und K. Ch. bestimmt einen Gleichgewichtspunkt in der $e_c - i_L$-Ebene, für welchen $\frac{de_c}{dt}$ und $\frac{di_L}{dt}$ gleichzeitig verschwinden. Festzustellen ist, wann dieser Gleichgewichtspunkt „labil gegen Schwingungen" ist, d. h. wann die Bewegung des Strom-Spannungs-

---

[2]) Da längs der K.-Ch. $C\frac{de_c}{dt} = i_c = o$, also $i_L = i_a$ ist, so wird hier die Neigung der K.-Ch. mit $\frac{\partial i_a}{\partial e_c}$ bezeichnet.

Digitized by Google

Punktes nach einer kleinen, zufälligen Abweichung aus der Gleichgewichtslage nicht wieder in diese zurückverläuft, sondern sofort zu einer anklingenden Schwingung führt. — Zur Lösung dieses Problems machen wir einen einfachen analytischen Ansatz. Wir ersetzen die K. Ch. in der Nähe des Gleichgewichtspunktes durch eine gerade Linie:

$$\varphi(e_c) = A + \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0 e_c \text{ 2)}$$

und erhalten daher aus Gleichung (1) und (5) in § 1:

$$e_c = -L_a \frac{di_L}{dt} - R_a i_L$$

$$\frac{de_c}{dt} = \frac{1}{C}\left\{i_L - \left[A + \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0 e_c\right]\right\}$$

Wir fassen diese beiden simultanen Differentialgleichungen zu einer gewöhnlichen zusammen:

$$[L_a C]\frac{d^2 i_L}{dt^2} + \left[L_a\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0 + C R_a\right]\frac{di_L}{dt} + \left[1 + R_a\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0\right] i_L = A$$

und erhalten als Lösung für den „freien" Strom $i_L$:

$$i'_L = \varepsilon^{-\frac{1}{2L_a}\left[R_a + \frac{L_a}{C}\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0\right]t}\left\{K_1 \varepsilon^{\beta t} + K_2 \varepsilon^{-\beta t}\right\}$$

wobei:

$$\beta = +\sqrt{-\frac{1}{L_a C}\left[1 + R_a\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0\right] + \left[\frac{1}{2L_a}\left(\frac{L_a}{C}\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right) + R_a\right)\right]^2}$$

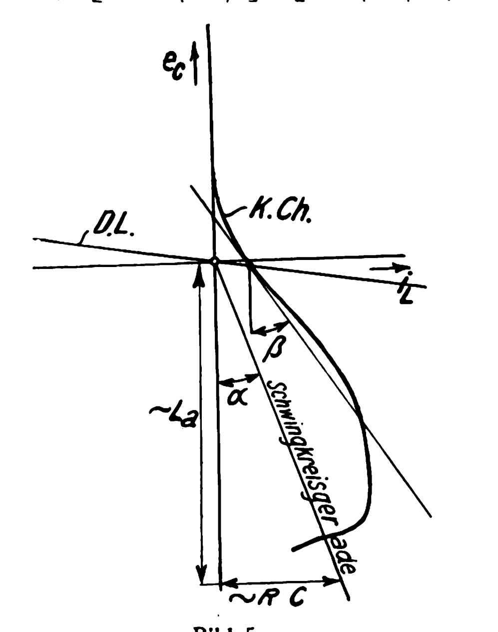



Bild 5.
Die Anlaufbedingungen.

Für praktische, bei der Schwingungserzeugung vorkommende Verhältnisse wird $i'_L$ eine periodische Lösung darstellen, die Größe $\beta$ also einen imaginären Wert erhalten. In diesem Fall hängt die zeitliche Zu- und Abnahme der Amplitude des Störungsgliedes nur von dem Ausdruck

$$\varepsilon^{-\frac{1}{2L_a}\left[R_a + \frac{L_a}{C}\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0\right]t}$$

ab. „Stabilität gegen Schwingungen" besteht, solange der Exponent negativ ist, d. h., solange

$$R_a + \frac{L_a}{C}\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0 > 0$$

ist. Labilität tritt auf, d. h., die **S e l b s t e r r e g u n g d e r S c h w i n g u n g e n s e t z t e i n**, sofern

$$R_a + \frac{L_a}{C}\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0 < 0 \text{ ist, d. h., s o f e r n}$$

1. $\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0 < 0$

2. $\left|\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0\right| > \frac{R_a C}{L_a}$ ist.

In unserem Diagramm findet diese Bedingung eine außerordentlich anschauliche Deutung (vgl. Bild 5). $\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0$ ist die Neigung der K. Ch. im Gleichgewichtspunkt: $\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_0 = \operatorname{tg}\beta$. Zeichnen wir in das Diagramm eine Gerade unter dem Winkel $\alpha$ gegen die $e_c$-Achse ein, derart, daß $\operatorname{tg}\alpha = \frac{R_a C}{L_a}$ wird, so besteht die Anlaufbedingung einfach darin, daß $\beta > \alpha$ sein muß. Wir wollen die Hilfsgerade mit der Neigung $\operatorname{tg}\alpha = \frac{R_a C}{L_a}$, die bei unseren weiteren Untersuchungen eine große Rolle spielen wird, als „Schwingkreisgerade" bezeichnen, in Anlehnung an die Bezeichnung „Widerstandsgerade", die eine entsprechende Rolle bei den Stabilitätsbetrachtungen für „Ein-Speicher-Systeme" spielt. Damit erhalten wir als Selbsterregungsbedingung die, daß die K. Ch. im Gleichgewichtspunkt gegen die $e_c$-Achse stärker geneigt sein muß als die „Schwingkreisgerade".

### § 3. Die Amplitude der stationären Schwingung.

Der exakte Gang zur Ermittlung der stationären Schwingungsamplitude ist leicht anzugeben.

Bild 3 lehrt, daß während des Aufschaukelungsvorgangs der Schwingungsverlauf innerhalb einer Periode praktisch als eine Kreisbewegung um den Gleichgewichtspunkt betrachtet werden kann. (Die Bahn des Strom-Spannungs-Punktes ist allgemein eine elliptische, kann jedoch durch geeignete Wahl der Maßstäbe für $e_c$ und $i_L$ stets in die Kreisform übergeführt werden.) Als Mittelpunkt des Kreises kann dabei mit genügender Genauigkeit der 0-Punkt des Koordinatensystems betrachtet werden, auch erkennt man leicht, daß zu gleichen Zeitintervallen $\Delta t$ annähernd gleich große, überstrichene Abschnitte der Peripherie gehören. — Nun ergibt sich die mittlere Leistung, die während einer Periode dem Schwingungskreis zugeführt wird, zu

$$N_z = \frac{1}{T}\int_0^T i_a e_c \, dt = \frac{1}{T}\int_0^T \varphi(e_c) e_c \, dt$$

Zur Ermittlung dieser Leistung hat man daher nur den einer bestimmten Amplitude entsprechenden Kreis mit dem Radius $E_{co}$ in das Schwingdiagramm einzuzeichnen, die Peripherie des Kreises in

Digitized by Google

ine Reihe gleicher Abschnitte zu zerlegen, für jeden ıbschnitt das Produkt $(e_c)\,(i_a)$ zu ermitteln und den 1ittelwert des Produktes für die ganze Periode zu beechnen. — Hat man das für eine Reihe von Schwin:ungsamplituden durchgeführt, so ist es leicht, die tationäre Amplitude aufzufinden, indem man in ine graphische Darstellung als Funktion der Schwingungsamplitude sowohl die eben gefundene, nittlere zugeführte Leistung $N_z = f(E_{co}) = f'(J_o)$ als ıuch die im Schwingungskreis verbrauchte Verlustleistung $N_v = \frac{1}{2} R_a J_o^2$ einträgt. Die stationäre Ampli:ude ist dann dadurch gekennzeichnet, daß zugeführte ınd verbrauchte Leistung gleich sein müssen. (Vgl. Bild 6.)

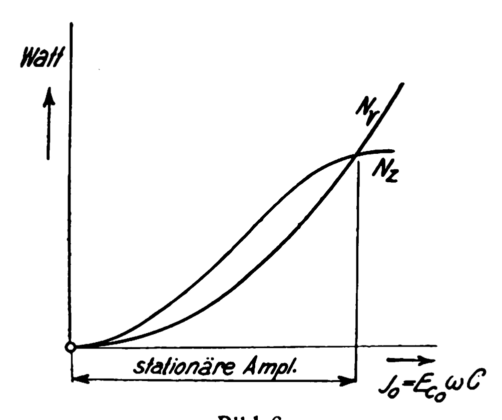



**Bild 6.**
**Genaue Amplitudenbestimmung.**

Es leuchtet aber ein, daß ein derartig kompliziertes Verfahren zur Amplitudenermittlung versagt, wenn es sich darum handelt, eine Uebersicht über alle möglichen Betriebszustände des Senders zu bekommen. — Wir begnügen uns daher mit einer anschaulicheren Näherungslösung.

Wir denken uns an Stelle der wirklichen K. Ch. eine geradlinige Ersatzcharakteristik, deren Neigung gegen die $e_c$-Achse $\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_m$ der „mittleren Neigung" des von der Schwingung überstrichenen Bereichs der K. Ch. entspricht, und machen uns die im vorigen Abschnitt abgeleiteten Beziehungen für eine geradlinige K. Ch. zunutze. Setzt man dort an die Stelle von $\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_o$ den Wert $\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_m$, so ergibt sich unmittelbar: Stationär ist eine Amplitude, wenn der überstrichene Bereich der K. Ch. „im Mittel" die Neigung der Schwingkreisgeraden gegen die $e_c$-Achse hat. Eine Schwingung wächst an oder klingt ab, je nachdem diese mittlere Neigung größer oder kleiner als die der Schwingkreisgeraden ist.

Als „mittlere Steilheit" der K. Ch., für welche nach dem Vorangegangenen exakt: $\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_c}\right)_m = \frac{2}{E_{co}^2} \cdot N_z$ gesetzt werden müßte, wählen wir dabei in erster Annäherung die Neigung derjenigen Geraden, die die beiden Endpunkte des überstrichenen Abschnitts der wirklichen K. Ch. verbindet.

Man erhält damit im Schwingdiagramm ein Kriterium für die stationäre Amplitude, das dem für die Anlaufbedingung des Senders außerordentlich ähnlich ist.

In Bild 7 sind für 3 verschiedene Schwingungsamplituden die entsprechenden Ersatzcharakteristiken eingezeichnet und man erkennt: Amplitude 2 ist stationär wegen $\beta_2 = \alpha$, Amplitude 1 wächst an, wegen $\beta_1 > \alpha$, Amplitude 3 nimmt ab wegen $\beta_3 < \alpha$.

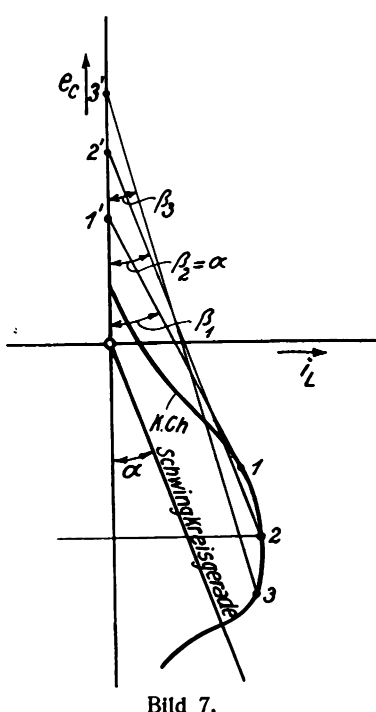



**Bild 7.**
**Angenäherte Konstruktion der stationären Amplitude.**

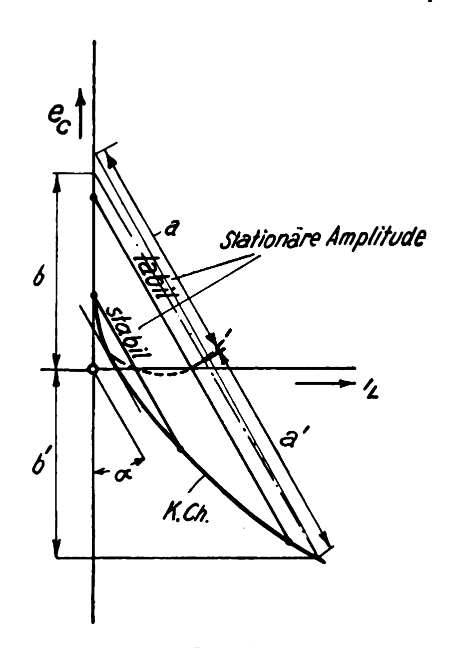



**Bild 8.**
**Die Stabilität der stationären Amplitude.**

In diesem Fall ist damit gleichzeitig die Frage nach der Stabilität der so gefundenen stationären Amplitude beantwortet. — Man erkennt, daß bei einer zufälligen Vergrößerung der Amplitude über den stationären Wert die „mittlere Steilheit" des überstrichenen Stücks der K. Ch. abnimmt, die Amplitude

Digitized by Google

also von selbst zurückgeht, während umgekehrt eine Verkleinerung der Amplitude sofort durch die vergrößerte, „mittlere Steilheit“ der neuen Ersatzcharakteristik rückgängig gemacht wird. — In Fällen, in denen das von der stationären Amplitude überstrichene Stück der K. Ch. ganz auf e i n e r Seite der Ersatzcharakteristik liegt, ist die Frage nach der Stabilität der Amplitude nicht so leicht zu beantworten.

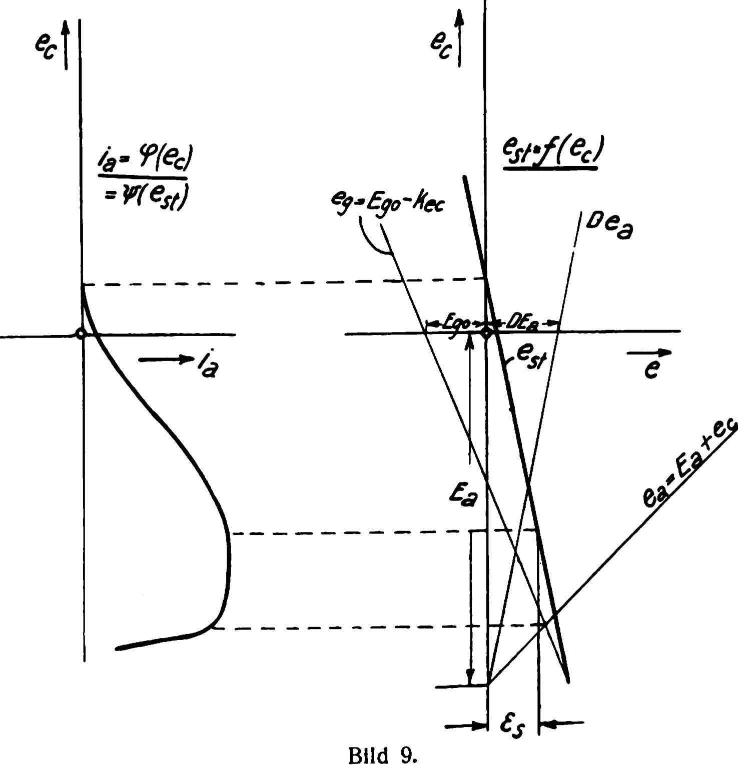



Bild 9.
Die Entstehung der Kippcharakteristik.

Bild 8 zeigt, wie man auch für solche Fälle ein exaktes Kriterium erhalten kann. Man zeichnet eine Reihe zur Schwingkreisgeraden paralleler Geraden in das Schwingdiagramm ein und halbiert die von dem fraglichen Stück der K. Ch. auf diesen Geraden jeweils abgeschnittenen Stücke ($a = a'$). Die Verbindungslinie der Mittelpunkte durchsetzt die $i_L$-Achse an der gleichen Stelle, an der die Ersatzcharakteristik der stationären Amplitude diese schneidet und es gilt: Die stationäre Amplitude ist stabil, sofern die Hilfskurve beim Uebergang zu größeren Amplituden diese von oben nach unten durchsetzt, die Amplitude ist labil, wenn die Hilfskurve die $i_L$-Achse von unten nach oben durchschneidet. (Man erkennt das sofort, wenn man eine Vergrößerung der Amplitude annimmt und die neue Ersatzcharakteristik einzeichnet unter Berücksichtigung der Bedingung, daß negativer und positiver Scheitelwert der Kondensatorspannung $e_c$ gleich groß sein müssen ($b = b'$).

## § 4. Die Kippcharakteristik.

Die Entstehung der Kippcharakteristik $i_L = \varphi(e_c) = i_a$ veranschaulicht Bild 9. In Abhängigkeit von $e_c$ sind aufgetragen: $e_g = E_{go} - ke_c$ und $De_a = D(E_a + e_c)$, als deren Summe die in Richtung abnehmender $e_c$-Werte langsam ansteigende Steuerspannung $e_{st} = e_g + D\,e_a$ resultiert. Als Funktion der Steuerspannung ergibt sich dann der daneben eingezeichnete Verlauf des Anodenstroms mit den charakteristischen Punkten, bei denen der Anodenstrom: einsetzt ($e_{st} = 0$), den Sättigungswert erreicht ($e_{st} = E_s$) und wieder absinkt. ($e_g = e_a$, Sekundärelektronen.) Man übersieht demnach sehr rasch, wie der Verlauf der K. Ch. von den verschiedenen Betriebsgrößen des Senders abhängt. — Fester werdende Kopplung, d. h. wachsendes $k$, führt auf immer steilerem Anstieg der K. Ch. zu dem Sättigungswert und entsprechend frühzeitigem Umbiegen bei der Stelle $e_g = e_a$ (vgl. Bild 9a). Wachsende Gittervorspannung bewirkt ein Vorrücken der Stirn der K. Ch. nach oben, deren Form im übrigen, ebenso wie die Lage des unteren Umkehrpunktes im Sättigungsgebiet sich nur wenig ändert (vgl. Bild 9b). Zunehmende Anodenspannung bewirkt ebenfalls eine Parallelverschiebung der Stirn der K. Ch. nach oben, aber gleichzeitig ein Herabdrücken des Umkehrpunktes nach unten (vgl. Bild 9c) und schließlich führt zunehmende Heizspannung lediglich auf eine gleichmäßige Vergrößerung aller $i_a$-Werte (vgl. Bild 9d).

Die exakte Aufnahme der K. Ch. erfolgt am schnellsten und zuverlässigsten experimentell nach Art der Aufnahme gewöhnlicher Kennlinien. Man macht sich zu dem Zweck vor der Messung eine Tabelle, in der zunächst für verschiedene $e_c$-Werte die zugehörigen $e_a$ und $e_g$-Werte je nach den angenommenen Größen $E_a, E_{go}, k$ berechnet werden, stellt dann nacheinander die auftretenden Kombinationen von $e_a$ und $e_g$ mit Hilfe entsprechender Spannungsteiler ein und liest die zugehörigen $i_a$-Werte ab. Man erspart sich auf diese Weise nicht nur die langwierige Auswertung des normalen Kennlinienfeldes, sondern hat den Vorteil, daß — bei entsprechenden Vorsichtsmaßregeln — auch Röhren, die mit Rücksicht auf hohen Wirkungsgrad dimensioniert sind, diese Art der Kennlinienaufnahme zulassen. (Größere Anodenströme treten erst bei relativ geringen Anodenspannungen auf.)

## § 5. Der Grenzwiderstand.

Wir stellen uns jetzt die Aufgabe, den günstigsten Betriebszustand des Senders ausfindig zu machen und beginnen damit, für einen vorgegebenen Betriebszustand des Senders die günstigste Einstellung des S c h w i n g u n g s k r e i s e s aufzusuchen.

Wir nehmen an, der Verlustwiderstand $R_a$ des Schwingungskreises und ebenso die einzustellende Wellenlänge seien gegeben. Gesucht werde das günstigste Verhältnis, in das das gegebene Produkt $(LC)$ $[\lambda = 2\pi\sqrt{LC}!]$ unter die Faktoren aufgeteilt werden muß, damit die erzeugte Wechselstromamplitude den größtmöglichen Wert annimmt. — In Bild 10 sind für drei verschiedene Verhältnisse $\left(\frac{C}{L}\right)_1$ bis $\left(\frac{C}{L}\right)_3$ die zugehörigen Schwingkreisgeraden mit den Neigungen $\alpha_1$ bis $\alpha_3$ gegen die $e_c$-Achse eingezeichnet: $\operatorname{tg} \alpha = R_a \left(\frac{C}{L}\right)$, und nach den in § 3 entwickelten Regeln die zugehörigen Schwingungsamplituden konstruiert. (1 . . . 3.) — Benutzt man die ebenfalls in Bild 10 angedeutete

Digitized by Google

Hilfskonstruktion zur Ermittlung der Größen $\sqrt{\frac{C}{L}}$ aus len $\left(\frac{C}{L}\right)$ und beachtet, daß wegen $\frac{1}{2} C E_{co}^2 \approx \frac{1}{2} L J_o^2$ stets $J_o \approx E_{co}\sqrt{\frac{C}{L}}$, so ergibt sich folgendes: Beim Uebergang von $\left(\frac{C}{L}\right)_1$ zu $\left(\frac{C}{L}\right)_2$, d. h. von $\alpha_1$ zu $\alpha_2$ ändert sich der Scheitelwert der Kondensatorwechselspannung $E_{co}$ nur wenig. Da aber $\left(\sqrt{\frac{C}{L}}\right)_2$ wesentlich größer als $\left(\sqrt{\frac{C}{L}}\right)_1$, so hat $J_0 = E_{co}\sqrt{\frac{C}{L}}$ stark zugenommen $\left(\frac{J_{o1}}{J_{o2}} \approx \frac{75}{100}\right)$. Beim Uebergang von $\left(\frac{C}{L}\right)_2$ auf $\left(\frac{C}{L}\right)_3$ tritt dagegen eine rasche Abnahme von $E_{co}$ ein, die bei der verlangsamten Zunahme von $\sqrt{\frac{C}{L}}$ wieder eine Abnahme von $J_o$ hervorbringt $\left(\frac{J_{o2}}{J_{o3}} \approx \frac{100}{78}\right)$. Man sieht daher unmittelbar: Es gibt eine günstigste Neigung der Schwingkreisgeraden, die bei sonst gleichen Betriebsbedingungen ein Maximum der Wechselstromleistung erzeugt. Diese günstigste Neigung ist dadurch gekennzeichnet, daß die entsprechende geradlinige Ersatzcharakteristik die K. Ch. in ihrem unteren Knie durchsetzt. Sie berechnet sich zu

$$(\operatorname{tg} \alpha)_{\text{opt}} = \left(\frac{R_a C}{L_a}\right)_{\text{opt}} \approx \frac{I_s}{2 e_c'} \approx \frac{I_s}{2 E_a}\ ^{3)}$$

$\frac{L_a}{R_a C}$ ist bekanntlich der resultierende Widerstand eines in Resonanz zur angelegten Grund-Spannungswelle befindlichen Schwingungskreises. Unser Ergebnis deckt sich also mit der bekannten Forderung, daß für günstige Ausnutzung des Senders der „Widerstand" des Schwingungskreises gleich dem Grenzwiderstand sein müsse, wobei nach Barkhausen

$$R_{\text{grenz}} \approx \frac{2 E_a}{I_s}$$

zu setzen ist.

Je nach der tatsächlich vorliegenden Neigung der Schwingkreisgeraden $\operatorname{tg} \alpha = \frac{R_a C}{L_a}$ wird nun der untere Endpunkt der Ersatzcharakteristik unterhalb oder oberhalb dieses Umkehrpunktes der K. Ch. liegen. In einem Fall befindet sich der Sender im „überspannten" Zustand, der — entsprechend dem starken Abfall des Anodenstroms im „untersten" Teil der Periode — durch große Gitterstromstöße gekennzeichnet ist, — im anderen Fall arbeitet der Sender im „unterspannten" Zustand, bei dem der Scheitelwert $E_{co}$ den maximal erreichbaren Wert $e_c'$ nicht erreicht.

Unterspannter und überspannter Zustand müssen mit Rücksicht auf die Erwärmung der Röhre in gleicher Weise vermieden werden. Wir sehen aber jetzt, warum man im allgemeinen den Widerstand des Schwingungskreises gern etwas größer als den exakten Grenzwert macht. Sofern nämlich Wert auf eine von Schwankungen des Betriebszustandes (Anodengleichspannung, Heizstrom) möglichst unabhängige Amplitude der Senderschwingungen gelegt wird, ist es zweckmäßiger, auf dem Bereich unterhalb des Knies der K. Ch. als oberhalb zu arbeiten. Im ersten Fall, in dem man davon spricht, daß die Schwingungen „sich bis zur Spannungsgrenze" aufgeschwungen hätten, verändert sich nämlich der Scheitelwert der Kondensatorspannung $E_{co}$ offenbar nur um denjenigen Betrag, um den die Anodengleich-

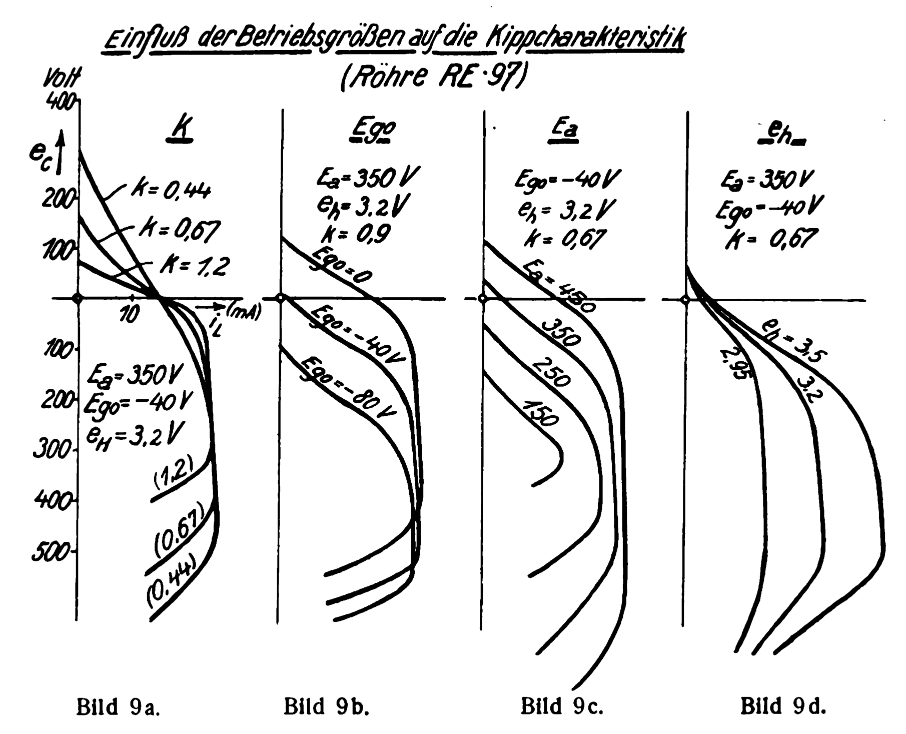



Bild 9a. Bild 9b. Bild 9c. Bild 9d.

[3]) $e_c'$ ist exakt gegeben durch die Bedingung $e_g = e_a$, daraus folgt $e_c' = \frac{E_{go} - E_a}{1 + k}$ woraus bei hoher Betriebsspannung und normaler Kopplung angenähert: $e_c' \approx -E_a$.

Digitized by Google

spannung ab- oder zunimmt, d. h. im allgemeinen nur sehr wenig. Im zweiten Fall dagegen (vgl. Ampl. 3, Bild 10), in dem die Schwingungsamplitude durch den Sättigungsstrom bestimmt wird (Strombegrenzung), wird offenbar die geringste Schwankung des Heizstromes eine ganz erhebliche Veränderung von $E_{co}$ herbeiführen.

## § 6. Die günstigsten Betriebsbedingungen.

Die zu einer bestimmten K. Ch., d. h. zu einem bestimmten Betriebszustand gehörige günstigste Einstellung der Schwingkreisgrößen, ist damit gefunden.

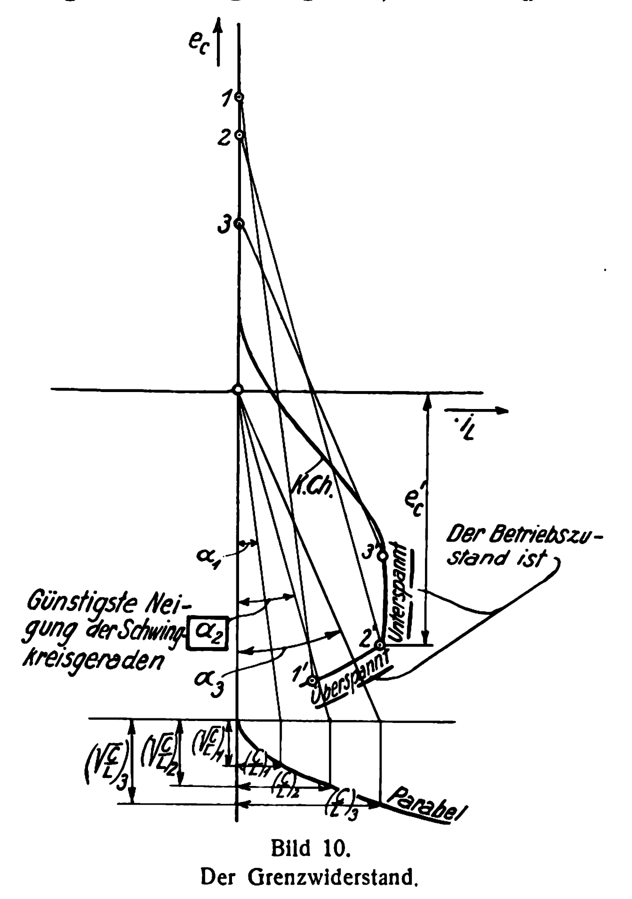



Bild 10.
Der Grenzwiderstand.

Es fragt sich jetzt, welcher Betriebszustand die überhaupt mit der Röhre erreichbare, größte Schwingungsamplitude liefert. — Wir beantworten diese Frage an Hand der durch Bild 9 gegebenen Uebersicht über die Reihen der K. Ch.

Bild 9c zeigt sofort, daß eine eigentliche Grenze in dieser Hinsicht n i c h t angegeben werden kann. Mit wachsender Anodenspannung rückt das Knie der K. Ch. immer weiter nach unten, so daß sich beliebig große Schwingungsamplituden erreichen lassen. Die Begrenzung ist hier lediglich durch die Rücksicht auf die zu befürchtende Ueberhitzung des Anodenblechs gegeben. — Wir sehen aber sogleich, wie wir uns zu verhalten haben, um bei gegebener Wärmeaufnahmefähigkeit der Anode eine möglichst große Anodenspannung anwenden zu dürfen. Wir werden zu dem Zweck nach Bild 9b die K. Ch. durch Anwendung starker negativer Gittervorspannung so weit nach unten verschieben, als das die Rücksicht auf die Anlauffähigkeit des Senders erlaubt (vgl. die K. Ch. für $E_{go} = -80$ V in Bild 9b). (Bei dem vorliegenden Maßstab für $i_L$ fällt die Dämpfungslinie praktisch mit der $i_L$-Achse zusammen, so daß für die Anlauffähigkeit die Neigung der K. Ch. gegen die $e_c$-Achse in dem Punkt maßgeblich ist, an dem sie die $i_L$-Achse durchsetzt.) Man erreicht dadurch nicht nur eine weitere Verschiebung des Knies der K. Ch. nach unten, sondern vor allem eine erhebliche Abnahme der mittleren, während einer Periode auf dem Anodenblech vernichteten Leistung $N_r = M(e_a i_a)$. Es ist nämlich $e_a = E_a + e_c$, und wenn man — ganz analog wie in § 3 bei Ermittlung von $N_z$ — die Teilprodukte $(e_a)\cdot(i_a)$ für die einzelnen Abschnitte der Kreisbewegung des Strom-Spannungs-Punktes in der $e_c - i_L$-Ebene bildet, leuchtet ohne weiteres ein, daß der Mittelwert $M(e_a i_a)$ für die ganze Periode sehr stark zurückgeht, wenn die Anodenstromwerte in dem Bereich großer $e_a$-Werte, d. h. bei $e_c \geq 0$ „heruntergedrückt" werden. — Aus den gleichen Gründen empfiehlt sich schließlich, auch die Rückkopplung n i c h t fester zu wählen, als durch die Forderung nach sicherem Einsetzen der Schwingungen bedingt wird. Man erreicht auch hier (vgl. Bild 9a) sowohl eine Herabsetzung des Knies der K. Ch., wie eine Verminderung der schädlichen Verlustleistung $N_r = M(e_a i_a)$.

## § 7. Das Gitterreißdiagramm.

Das übersichtliche Verhalten der K. Ch. bei einer Veränderung des Betriebszustandes vermittelt in jedem einzelnen Fall eine anschauliche Vorstellung von den Gründen für irgendeine beobachtete Amplitudenänderung. Darüber hinaus gelingt es mit Hilfe einer einfachen Konstruktion, das vollständige Gitter-Reiß-Diagramm an Hand weniger, leicht aufzunehmender K. Ch. zahlenmäßig zu entwickeln.

Denkt man sich, wie in Bild 9b, die K. Ch. für ein bestimmtes Kopplungsverhältnis $k$ mit wachsender Gittervorspannung allmählich nach oben wandernd, so würde, nach § 3, für jede Vorspannung die stationäre Amplitude in der Weise zu ermitteln sein, daß die Schwingkreisgeraden solange parallel zu sich verschoben würden, bis ihr oberer und unterer Schnittpunkt mit der K. Ch. bei gleich großem positiven und negativen $e_c$-Wert liegt. Da indessen die Form der sich verschiebenden K. Ch. (wenigstens unterhalb des Sättigungswertes) dabei unverändert bleibt, so dient zur Ermittlung einer Telephonielinie des Reißdiagramms einfacher folgende Konstruktion: Man nimmt eine K. Ch. (für irgendeine Vorspannung) als r u h e n d an und denkt sich mit wachsendem $E_{go}$ die $i_L$-Achse nach unten wandernd. Die zu einer bestimmten Zunahme $\Delta E_{go}$ gehörige Verschiebung $\Delta e_c$ der $i_L$-Achse ergibt sich dabei, wegen $e_{st} = (E_{go} - k e_c) + D(E_a + e_c)$ zu:

$$\Delta e_c = \left(\frac{\partial e_c}{\partial E_{go}}\right)_{e_{st}=\text{konst.}} \times \Delta E_{go} = \frac{1}{k - D} \cdot \Delta E_{go}$$

(vgl. in Bild 11 die neben der Ordinatenachse angebrachte Skala, die die Lage der $i_L$-Achse für die eingetragenen $E_{go}$-Werte angibt). Zeichnet man nun eine Reihe zur Schwingkreisgeraden paralleler Geraden in das Schwingdiagramm ein und halbiert die auf ihnen von der K. Ch. abgeschnittenen Stücke, so liegt jeder der Mittelpunkte für eine ganz bestimmte, an der Skala ablesbare Gittervorspannung, auf der

Digitized by Google

$i_L$-Achse, stellt also für diese Vorspannung den möglichen Mittelpunkt einer stationären Schwingung dar. Der Effektivwert der Amplitude der Schwingung ist proportional der halben Länge der Ersatzcharakteristik $a$ (vergl. Bild 8) und daher leicht zu berechnen:

$$J_{eff} = \frac{J_o}{\sqrt{2}} = \frac{\omega C E_{co}}{\sqrt{2}} = \frac{C}{\sqrt{2}\sqrt{L_a C}}\left(\frac{a}{m_e}\right)\cos\alpha$$

$$J_{eff} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2 L_a}{C}(1+\mathrm{tg}^2\alpha)}}\frac{a}{m_e} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2 L_a}{C}\left(1+\left(\frac{R_a C}{L_a}\frac{m_i}{m_e}\right)^2\right)}}\frac{a}{m_e}$$

$$m_e = \frac{\text{mm}}{\text{Volt}} \qquad m_i = \frac{\text{mm}}{\text{Amp.}}$$

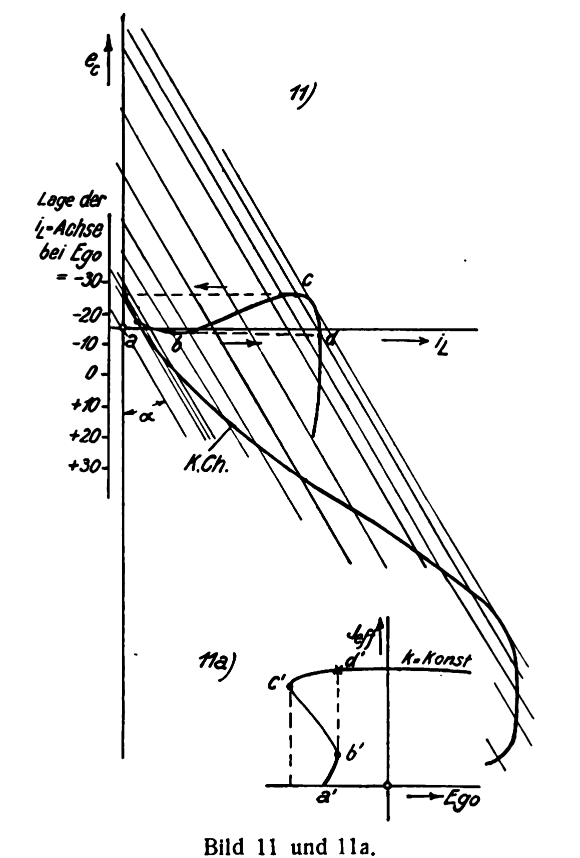



Bild 11 und 11a.
**Konstruktion einer Telefonielinie im Gitterreißdiagramm mit Hilfe der Schwingungsmittelpunktskurve.**

Ermittelt man daher für eine Reihe solcher Mittelpunkte jeweils zusammengehörige Werte von $E_{go}$ und $J_{eff}$ und trägt $J_{eff}$ als Funktion von $E_{go}$ auf, so erhält man die gewünschte Telefonielinie (vgl. Bild 11a). — Dabei liefert die Verbindungslinie der Mittelpunkte unmittelbar die Möglichkeit zur Anwendung der in § 3 besprochenen Kriterien für die Stabilität der einzelnen Amplituden; z. B. erkennt man in Bild 11, daß der steigende Ast der Mittelpunktskurve ($b$—$c$) labil ist, weil hier die jeweilige $i_L$-Achse von der Mittelpunktskurve bei wachsender Amplitude von unten nach oben durchsetzt wird. Die Folge davon ist der in Bild 11a angedeutete Bewegungsvorgang beim Durchlaufen einer Telefonielinie: Beim Uebergang von sehr stark negativer Vorspannung zu höheren Werten von $E_{go}$ setzen die Schwingungen ein, sobald die $i_L$-Achse bis zum Punkt $a$ vorgerückt ist, wo die Tangente an die K. Ch. parallel zur Schwingkreisgeraden verläuft. ($a'$ in Bild 11a.) Bei weiterer Abwärtsverschiebung der $i_L$-Achse durchläuft der Schwingungsmittelpunkt das Stück $a$—$b$ der Mittelpunktskurve, wobei eine kontinuierliche Zunahme der Schwingungsamplitude eintritt ($a'$—$b'$, Bild 11a). Von Punkt $b$ springt der Schwingungsmittelpunkt wegen des anschließenden labilen Astes ($b$—$c$) der Mittelpunktskurve sofort nach $d$ (womit eine plötzliche Amplitudenzunahme [von $b'$ nach $d'$ in Bild 11a] verbunden ist) und wandert dann auf dem rechten Ast der Mittelpunktskurve langsam weiter nach unten. (Langsamer Anstieg und danach allmähliches Absinken der Amplitude.) Beim Rückgang, d. h. beim Aufwärtswandern der $i_L$-Achse mit abnehmender Gittervorspannung, durchläuft der Schwingungsmittelpunkt den rechten Ast der Hilfskurve über Punkt $d$ bis nach $c$, dann reißen die Schwingungen plötzlich ab, weil bei der erreichten Vorspannung kein möglicher Schwingungsmittelpunkt mehr vorhanden ist.

In dieser Weise wurden für bestimmte, experimentell untersuchte Verhältnisse eine Reihe von K. Ch. für veränderliche Kopplungen ausgewertet und die entsprechenden Telefonielinien in einem Reißdiagramm zusammengestellt (vgl. Bild 12, 1—8, und Bild 13). Man übersieht die Zusammenhänge ohne Schwierigkeiten.

Für feste Kopplungen, d. h. steilen Anstieg der K. Ch., erhält man den $\backsim$-förmigen Verlauf der Mittelpunktskurve mit der besprochenen Hysteresis zwischen „Spring"- und „Reiß"-Vorgängen. Mit loser werdender Kopplung flacht sich das $\backsim$ wegen des langsameren Anstiegs der K. Ch. mehr und mehr ab ($k = 0{,}315 — 0{,}25$), bis schließlich überhaupt kein steigender Ast mehr vorhanden ist ($k = 0{,}22$ und $0{,}19$) und damit das Gebiet „folgender" Schwingungen erreicht ist. Macht man die Kopplung noch loser, so tritt eine Komplikation der Verhältnisse durch den auftretenden Gitterstrom ein. —

In Bild 12, 1—8, ist außer der eigentlichen K. Ch. $i_a = \varphi(e_c)$ auch jeweils der Anfang der Funktion $i_e = \psi(e_c)$ eingetragen (gestrichelt!), und man erkennt deutlich, wie bei angenähert parabolischem Verlauf des Emissionsstroms der einsetzende Gitterstrom eine „Beule" in den Verlauf der K. Ch. hineinbringt. — Dieser Einfluß ist von untergeordneter Bedeutung, solange bei fester Kopplung die K. Ch. so steil ansteigt, daß die Schwingungen bereits auf dem Stück oberhalb der „Beule" einsetzen ($k = 0{,}315 — 0{,}19$). Bei $k = 0{,}175$ ist aber die Abflachung soweit fortgeschritten, daß ein angenähert geradliniges Stück im unteren Teil der K. Ch., das seine Entstehung dem Gitterstrom verdankt, bereits schwächer gegen die $e_c$-Achse geneigt ist, als die Schwingkreisgerade. Die Folge davon ist, daß die Schwingungen erst unterhalb dieses Stückes einsetzen, dann aber wegen des stark nach oben ausbiegenden Verlaufs der Mittelpunktskurve sofort zu einer erheblichen Amplitude „anspringen". Beim Rückgang der Gittervorspannung bedingt hier das obere Maximum der Mittelpunktskurve ebenso ein plötzliches „Abreißen" der Schwingungen bei einer erheblich geringeren Amplitude. Bei noch mehr abnehmendem $k$ setzen die Schwingungen bei immer weiter unterhalb der

Digitized by Google

Kippcharakteristiken mit Schwingungsmittelpunktskurven für Röhre RS 69 I

$E_a = 725\,V$ $L_a = 5{,}08 \cdot 10^{-4}\,H$ $D = 4{,}2\,\%$

$e_H = 9{,}9\,V$ $C = 3{,}99 \cdot 10^{-8}\,F$ $R_a = 1{,}5\,\Omega$

K = 0,315 K = 0,285 K = 0,25 K = 0,22

Bild 12, 1—4.

K = 0,19 K = 0,175 K = 0,156 K = 0,15

Bild 12, 5—8.
Einfluß der Kopplung auf die Schwingungsmittelpunktskurve.

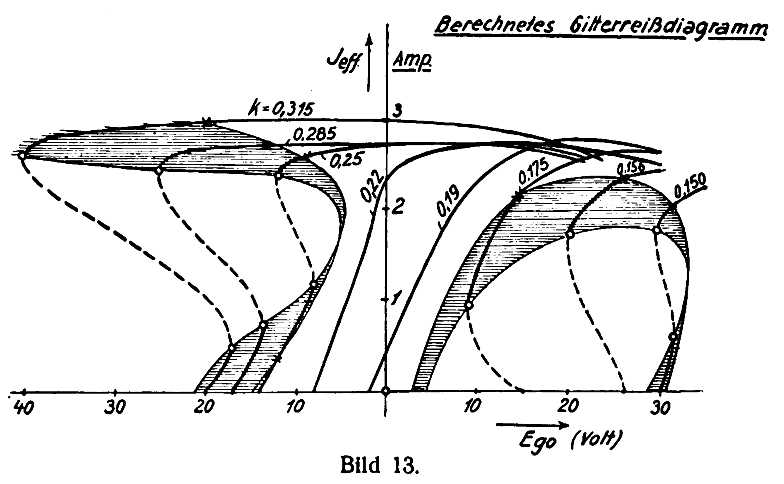



Bild 13.

„Beule“ gelegenen Punkten auf der K. Ch. ein, wodurch bewirkt wird, daß „Anspringen“ und „Abreißen“ zunächst noch ausgeprägter auftreten ($k = 0{,}156$), dann aber wieder der ∾-förmige Verlauf der Mittelpunktskurve sich zeigt ($k = 0{,}15$), der offenbar für sehr lose Kopplung durch Abflachung auf einen neuen „Folgebereich“ der Schwingungen führt, bis schließlich die größte Steilheit der K. Ch. im Wendepunkt überhaupt nicht mehr zur Erregung von Schwingungen ausreicht.

führt, je mehr sich der Betrieb bei fester werdender Kopplung dem „überspannten“ Zustand nähert.

## Zusammenfassung.

Es ist gezeigt worden, wie man durch systematische Anwendung eines allgemeinen graphischen Integrationsverfahrens zu einer übersichtlichen Behandlung der Vorgänge im rückgekoppelten Röhrensender kommt. Die Behandlungsweise ist der Barkhausenschen Diskussion der „Selbsterregungsformel“ sehr ähnlich, unterscheidet sich von dieser aber durch den Verzicht auf die „symbolische“ Rechnungsmethode und durch Einführung einer mit dem Betriebszustand veränderlichen steuernden Charakteristik. Dadurch wird nicht nur der Einfluß einzelner Betriebsgrößen auf die Schwingungsamplitude besonders anschaulich, sondern auch eine einfache, zahlenmäßige Entwicklung des Gitterreißdiagramms möglich.

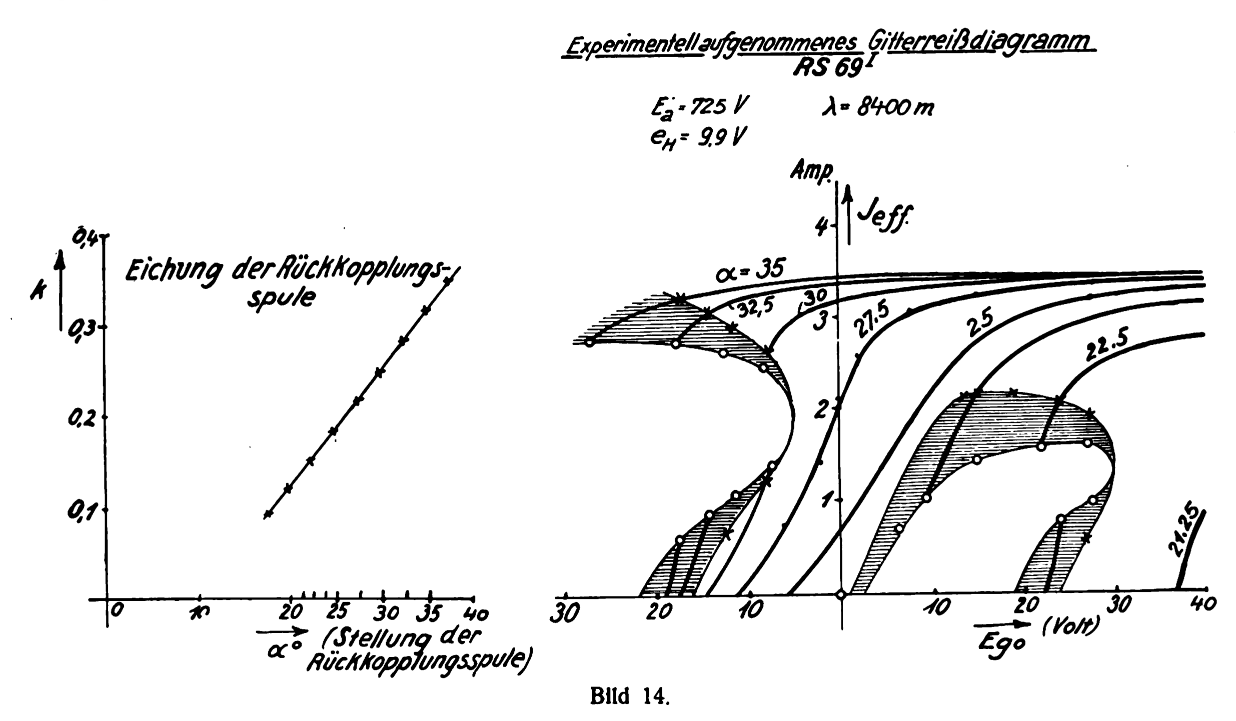



Bild 14.

Bild 14 zeigt zum Vergleich mit dem so errechneten Reißdiagramm das wirklich experimentell aufgenommene. Die Uebereinstimmung der Diagramme ist eine sehr weitgehende, wenn man bedenkt, daß einerseits jeder Aufnahme von Kennlinien notwendig die durch den schwankenden Heizstrom bedingte Unsicherheit anhaftet, andererseits der geringste Fehler bei der Ermittlung des Dämpfungswiderstandes $R_a$ des Schwingungskreises eine erhebliche Veränderung der Telefonielinien für lose Kopplung hervorruft. — Der einzige, grundsätzliche Unterschied in dem Diagramm, der darin besteht, daß die wirklichen Telefonielinien im allgemeinen zu etwas höheren Amplituden aufsteigen und bis etwa $E_{go} = +40\,V$ dauernd ansteigen, während die errechneten um so früher wieder absinken, je fester die Kopplung ist, erklärt sich leicht aus dem Näherungsverfahren, das wir zur Ermittlung der „mittleren Steilheit“ der K. Ch. anwenden, und das um so mehr auf falsche Resultate

Dem Leiter des „Elektrotechnischen Laboratoriums“, Herrn Geheimrat Prof. Dr. E. Orlich, schulde ich Dank für verständnisvolle Förderung der Arbeit, ebenso möchte ich Herrn Dipl.-Ing. Woelken für die geduldige Unterstützung bei der Aufnahme der Kennlinien und beim Lesen der Korrekturbogen hier meinen Dank aussprechen.

(Eingegangen am 13. Dezember 1928.)

Digitized by Google

# Rechteckige Verformung von Resonanzkurven nach einem neuen Prinzip und ihre Anwendung beim Empfang sehr kurzer Wellen.

Von **Heinz E. Kallmann.**

Dissertation aus dem Institut für angewandte Elektrizität an der Universität Göttingen.

**Inhalt:**



**Abkürzungen und Symbole.**

$C$ Kapazität, im allgem. in cm.
$L$ Selbstinduktion, allgem. in cm.
$W$ Gesamtwiderstand in Ohm.
$R$ Ohmscher Widerstand in Ohm.
$R_s$ Strahlungswiderstand in Ohm.
$\lambda$ Wellenlänge, im allgem. in cm.
$\nu$ Frequenz pro sec. in Hz.
$\vartheta$ Logarithmisches Dämpfungsdekrement.
$\nu_1, \nu_2$ Frequenz des Senders, des Ueberlagerers.
$\nu_3$ Schwebungsfrequenz.
$\nu_4$ Pendelfrequenz.
$\nu_t$ Telephoniefrequenzen.

(Bei Zahlenangaben sind unsichere Dezimalen überstrichen.)

## I. Das Problem.

Aus zwei Gründen kann eine gewisse Frequenzbreite der Empfindlichkeitskurve (E. K.) bei einem Empfänger erforderlich sein:

1. Geläufig ist, daß bei Telephonieübertragung die gleichmäßige Aufnahme des ganzen Modulationsbandes $\nu_1 + \nu_t$ zu fordern ist; bei Empfängern mit Resonanzkreis pflegt man die Resonanzkurve des Empfangseffektes $N$:

$$\frac{N_r}{N} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \frac{L_{Hy}}{C_F}\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_1}\right)^2}} \tag{1}$$

zu verflachen durch Erhöhung des Dämpfungsdekrementes $\vartheta = \frac{2}{3}\,\frac{R_\Omega \cdot C\,\mathrm{cm}}{\lambda\,\mathrm{cm}}$. (2)

Nach (1) wird dies aber nur erforderlich, wenn $\nu_t$ gegen $\nu_1$ merklich wird, also bei langen Wellen.

2. Die Erfahrung zeigt, daß weder beim Sender noch beim Empfänger die eingestellten Frequenzen ideal konstant sind, vielmehr in natürlichen Schwankungen sich gegeneinander verschieben. Für die Betrachtung ist offenbar gleichgültig, welcher der Partner jeweils inkonstant ist; daher sei hier die Empfängerfrequenz als konstant angenommen und dafür die Schwankung des Senders $|\Delta\nu_s|$ entsprechend vergrößert um $|\Delta\nu_e|$, die Schwankung des Empfängers, auf den Gesamtwert:

$$|\Delta\nu| = |\Delta\nu_s| + \Delta|\nu_e|.$$

Eine gleichmäßige Uebertragung erfordert dann, daß der Empfänger das ganze Frequenzband $\nu_1 \pm |\Delta\nu|$ mit gleicher oder vergleichbarer Empfindlichkeit aufnimmt. Aus technischen Gründen gewinnt diese Forderung besonders für höhere Trägerfrequenzen Bedeutung. Nämlich die Selbstinduktion $L$ und die Kapazität $C$, die frequenzbestimmenden Größen in der Gleichung:

$$\nu = \frac{c}{2\pi\cdot\sqrt{L_{\mathrm{cm}}\cdot C_{\mathrm{cm}}}}, \tag{3}$$

werden nicht nur bestimmt durch die Werte $L_0$ und $C_0$ der willkürlichen Schaltelemente, sondern es kommen hinzu die Werte $L'$ und $C'$ der Zuleitungen, Röhrenelektroden usw.:

$$L = L_0 + L' \qquad C = C_0 + C';$$

und gerade diese sind wesentlich für die Schwankungen verantwortlich. Der Aufbau der Leitungen, Röhrenelektroden usw. ist aber durch andere Gesichtspunkte, wie z. B. Wärmeleitung und Stabilität, weitgehend festgelegt; daher können, wenn $L_0$ und $C_0$ für höhere Frequenzen verkleinert werden, $L'$ und $C'$ bei weitem nicht im gleichen Maße abnehmen, sondern sie werden gleich und schließlich größer als $L_0$ und $C_0$ und gewinnen daher einen immer größeren Einfluß auf die Eigenfrequenz. Die mit steigender Sendefrequenz $\nu_1$ ansteigende Inkonstanz $|\Delta\nu|$ erfordert also, daß die E. K. eines Empfängers eine gewisse Frequenzbreite (auch bei der Telegraphie) nicht unterschreitet.

## II. Nachteile der bekannten Methoden.

Das einfachste Mittel zur Verbreiterung der E. K. ist die Erhöhung der Dämpfung $\vartheta$ (bzw. Verminderung der Entdämpfung) des Empfangskreises; zur Erzielung eines flachen Gipfelstückes der bergförmigen Resonanzkurve muß an beiden Seiten ein flacher Abfall in Kauf genommen werden, der die Selektivität (Nichtaufnahme frequenzbenachbarter Sender) nutzlos verschlechtert.

Recht gut dagegen wird die erwünschte rechteckige E. K. mit einer Siebkette erzielt; jedoch sind



ahlreiche Schaltelemente mit entsprechender Dämpung nötig, und die Abstimmung auf variable Frequenzen ist allzu umständlich.

Ein Mittelweg wird durch Kopplung von zwei chwach verstimmten Abstimmkreisen beschritten, ie E. K. ist schlechter, als mit Siebkette, aber die Dämpfung und Abstimmarbeit geringer. Das Verahren mag für niedere Träger-Frequenzen, z. B. für wischenfrequenzverstärker, Bedeutung haben, für ohe Frequenzen wird es zu unbequem.

### III. Prinzip der neuen Methode.

Abhilfe soll das folgende Verfahren bieten: durch rgendeinen Eingriff möge die Eigenfrequenz des Empfängers periodisch um ihren normalen Wert $\nu_1$ herum pendeln um den Betrag $\pm \varDelta \nu_1$. Dann wird m Verlauf jeder Pendelperiode zweimal die Eigenrequenz des Empfängers gleich der des Senders ein; auch dann, wenn die Sendefrequenz um einen Betrag $\pm \varDelta \nu$ schwankt, wenn nur die Pendelamplitude $\varDelta \nu_1$ größer ist als $\varDelta \nu$.

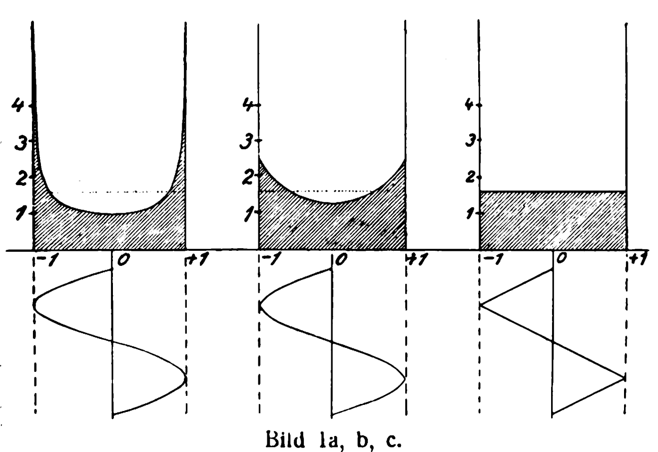



Bild 1a, b, c.
Einige Formen der Frequenzpendelung.

Außer dieser Bedingung für die Amplitude gelten auch noch gewisse Bedingungen für die Frequenz der Pendelung. Sie muß so hoch sein, daß sie als Träger-Frequenz für die höchste übertragene Modulationsfrequenz $\nu_t$ verwendet werden kann : $\nu_4 \lll \nu_t$ Dagegen ist die obere Grenze für die Häufigkeit $\nu_4$ der Pendelung dadurch gegeben, daß bei jeder Begegnung zwischen Senderfrequenz und Empfängerfrequenz der Empfangskreis aufgeschaukelt wird: $\nu_4 \lll \nu_1$. Die Pendelfrequenz $\nu_4$ muß also stets zwischen Trägerfrequenz und Modulationsfrequenz liegen. liegen.

Einige Formen der periodischen Funktion, nach der die Pendelung um den Mittelwert $\nu_1$ vor sich gehen kann, seien betrachtet:

1. Am übersichtlichsten wäre die Pendelung nach einem Zickzackdiagramm: Bild 1c, also mit konstanter Geschwindigkeit $\frac{d\nu_1}{dt}$ von einem Extrem zum anderen und zurück. In diesem Falle werden alle vorkommenden Frequenzen zwischen $\nu_1 - |\varDelta \nu_1|$ und $\nu_1 + |\varDelta \nu_1|$ gleich lange und gleich stark aufgenommen.

2. Physikalisch geläufig ist der Fall der sinoidalen Pendelung nach Bild 1a; hier wird die Verweilzeit für jede Frequenz dargestellt durch die reziproke Geschwindigkeit der Projektion eines Pendels auf die Abszisse. Die Verweilzeit als Maß der Empfindlichkeit ist wiederum als Ordinate aufgetragen. (Allerdings ist der Grenzübergang $\frac{dt}{d(\cos\alpha)}$ hier nicht streng gültig, weil ein Zeitintervall kleiner als die Periode $T_1$ der Sendefrequenz $\nu_1$ hier keine physikalische Bedeutung hat; die Ordinate wird daher nie unendlich.)

3. Praktisch häufig mag auch der mittlere Fall sein, daß die Sinuskurve (z. B. durch Oberwellen) zugespitzt ist: Bild 1b.

Alle drei Verweilzeitkurven umschließen denselben Flächeninhalt $2\pi$ in Einheiten des Kreisradius, nämlich die Gesamtwahrscheinlichkeit 1 in Einheiten des Umfanges, daß das Pendel sich überhaupt an einem Punkte der Bahn befindet; z. B. bei der sinoidalen Pendelung ist:

$$\int_{-1}^{+1} \frac{1}{\sin x}\, d(\cos x) + \int_{+1}^{-1} \frac{1}{\sin x}\, d(\cos x) = 2\pi.$$

Pendelt nun die Empfängerfrequenz nach einer dieser Gesetzmäßigkeiten, so ist die Empfangsstärke proportional der Verweilzeit an dem Punkte, an dem die Empfängerfrequenz gleich der des Senders ist. Ist etwa dieser ideal konstant, so wird es stets der gleiche Punkt sein; im allgemeinen wird der Arbeitspunkt nach Maßgabe der Schwankungen von diesem Ruhepunkte abweichen. Nur für den zuerst beschriebenen Fall nach Bild 1c wird dann die Empfangslautstärke stets die gleiche sein, im allgemeinen wird sie sich entsprechend der Höhe der Kurve (z. B. 1b) mit den Schwankungen etwas ändern; jedoch auch dann nur unwesentlich.

Die Bilder 1a, b, c stellen also die E. K. für verschwindend geringe Dämpfung des Empfangskreises dar: liegt zickzackförmige Pendelung nach Bild 1c vor und ist die Pendelamplitude groß gegen die natürliche Dämpfung, so wird eine fast ideale Rechteckkurve erreicht. Im entgegengesetzten Extremfall verschwindet die Pendelverbreiterung gegen die natürliche Dämpfungsbreite: dann resultiert die gewohnte Resonanzkurve. In allen dazwischenliegenden Fällen stellen die Bilder 1a, b, c die geometrischen Punkte dar für die Gipfel der natürlichen Resonanzkurven; die Seiten werden also je um eine halbe Resonanzkurve verbreitert.

Die Pendelung der Empfängerfrequenz kann auf beliebige Weise entstehen: z. B. könnte man die Zähne eines rotierenden Zahnrades aus einem Dielektrikum zwischen die Belegungen eines Zusatzkondensators eintauchen lassen oder auch eine Belegung des Kondensators an einer Stimmgabel anbringen —, jedoch alle diese mechanischen Mittel sind zu umständlich. Einen bequemeren Weg bietet die sonst unerwünschte Frequenzabhängigkeit eines Röhrensenders vom Gitterwiderstand $R_g$, wie z. B. beim einfachen Röhrensender[1]):

$$\frac{\triangle \nu}{\nu} \approx -\frac{1}{R_g}.$$

[1]) H. G. Möller, Elektronenröhren 2. Aufl. 1922, S. 104f.

Digitized by Google

Man kann also durch periodische Aenderung z. B. der Gittervorspannung die Frequenz des Senders pendeln lassen (im Anwendungsfalle die Frequenz des Ueberlagerungssenders, vgl. V), und hat damit ein vorteilhaftes und recht einfaches Verfahren. Alle vorhergehenden Ueberlegungen können dabei unverändert vom Empfänger auf den Sender übertragen werden.

### IV. Messung der Kurvenverbreiterung.

Das Prinzip der Messung ist folgendes: ein konstanter Ultrahochfrequenzsender ist mit einem aperiodischen quantitativen Empfänger lediglich durch

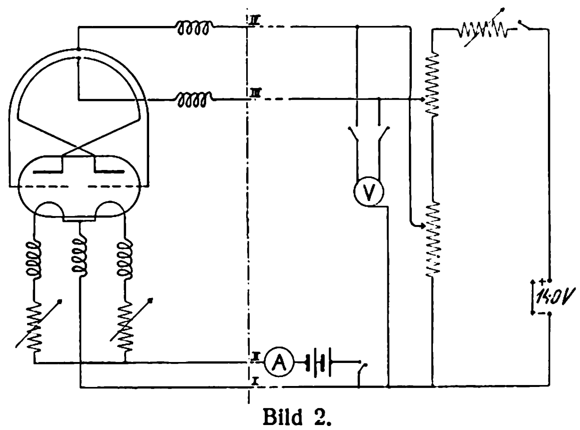



Bild 2.
Gegentaktschaltung der Sender.

einen genau definierten variablen Resonanzkreis gekoppelt, und zwar sehr lose. Durch meßbare Veränderung des Resonanzkreises wird seine Energieaufnahme in Abhängigkeit von der Verstimmung gemessen. In normalen Fällen ergibt sich eine Resonanzkurve. Wenn aber die Sendefrequenz pendelt, so muß sich die oben dargelegte Verbreiterung der Resonanzkurve ergeben. Und: tritt sie bei dieser Apparatur auf, so ist sie für jeden beliebigen Resonanzempfänger bewiesen; denn einem solchen ist der Resonanzkreis zusammen mit dem aperiodischen Empfänger gleichzuachten.

a) Aufbau und Eichung der Apparate: Die Sender.

Mit Rücksicht auf die späteren Ueberlagerungsversuche (vgl. V) wurden zwei weitgehend gleiche Kurzwellensender gebaut.

Sie arbeiten nach dem bekannten Gegentaktprinzip. Bild 2. Zur Verwendung kamen leistungsfähige Empfangsröhren, sog. Doppelröhren mit zwei gleichen Systemen im gemeinsamen Glaskolben; als gut geeignet erwies sich die TKD Lautsprecherröhre V T 133, auch V T 126. Beim Aufbau kam zur Vermeidung von Verlusten möglichst wenig Metall und festes Dielektrikum zur Verwendung: die Röhre wurde am Sockel eingespannt, und die Schwingungskreise wurden mit kleinen Röhrchen direkt auf die Stifte am Sockel aufgesteckt. Diese Schwingungskreise verwendeten die verteilten Kapazitäten in Sockel[2]) und Röhre als Kondensator und einen Drahtring als Selbstinduktion. Der Ringdurchmesser konnte bis zu 4 cm herabgedrückt werden, entsprechend einer Wellenlänge von 1¾ m; die Sender arbeiteten dann noch, allerdings schwächer und unruhiger. Daher wurde die Wellenlänge zu etwa 2½ m gewählt, also der Ringdurchmesser zu 8 cm. Zunächst wurden je eine Windung 1,5 mm versilberter Vierkantkupferdraht verwendet, die in Rüschschlauch isoliert und aneinander gebunden waren, denn die festeste Koppelung war die günstigste; jedoch war bei diesem Aufbau die mechanische Stabilität zu gering, so daß sich mit der Form (vor allem der Festigkeit der Kopplung) auch etwas die Eigenfrequenz der Sender änderte. Infolgedessen wurden zur Erzielung einer möglichst festen und zugleich starren Kopplung die beiden Leiter ineinander angeordnet. Den Aufbau[3]) zeigt Bild 3 (die vorgesehene getrennte Regulierung der Heizfäden erwies sich als überflüssig). In alle Zuleitungen wurden kleine Drosselspulen, auf Isolierband gewickelt, sicherheitshalber eingeschaltet; über deren Notwendigkeit oder Wert kann aber nichts ausgesagt werden: Störungen kamen nicht vor.

Die Sender wurden normal mit 120 Volt Anodenspannung und + 3 Volt Gittervorspannung betrieben und etwa 10% unter der normalen Stromstärke von 0,3 Ampère geheizt. Sie gaben dann noch mehr als genügende Energie. Wurden sie voll geheizt und mit 150 Volt Anodenspannung betrieben, so konnte einem Sender ⅛ Watt Schwingungsenergie entzogen werden.

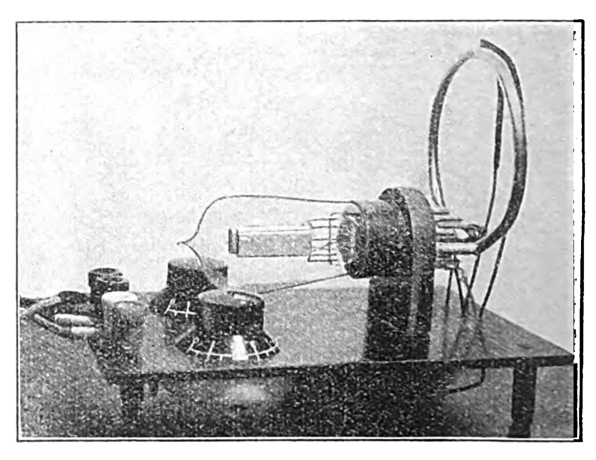


Bild 3.
Endgültiger Aufbau der Sender.

2) Versuchsweise wurde dieselbe Röhre entsockelt und die Drahtringe wurden dann knapp am Quetschfuß angelötet: der dadurch erzielte Fortschritt war sehr gering und durchaus unlohnend.

3) Ein Stück auf 2 mm hart gezogenen und versilberten Kupferdrahtes, ein Stück Isolierschlauch und ein Stück versilberten Kupferrohres von innen 3 mm und außen 5 mm Durchmesser, das durch Ausglühen weich gemacht war, werden ineinandergeschoben, entsprechend den Abmessungen ohne Spiel. Das ganze Gebilde wird um eine Holzmatrize gleichmäßig zu einem Ring von 8,0 cm Durchmesser gebogen; dadurch wird das Kupferrohr wieder hart und das Ganze sehr starr. Dann wurden mit Vorsicht gegen Zerstörung der Isolation an den Enden kleine Rohrstückchen, 3,1 mm lichte Weite, als Buchsen für die Röhrenstecker stumpf aufgelötet. Nachdem Vorversuche ergeben hatten, daß die Wahl des neutralen Punktes für die Mittelanzapfung durchaus nicht kritisch war, wurde einfach der geometrische Mittelpunkt gewählt. Aus dem Rohrmantel und der Isolation wurde ein Loch von 2 mm Durchmesser bis zum Kern herausgearbeitet und in diesem Loch ein Zuleitungsdraht für den Innenleiter angelötet; die kleine Lötstelle war mit Kolophoniumverguß gegen die volle Anodenspannung gut isoliert. Die Festigkeit des äußeren Rohres bleibt dabei erhalten.


Digitized by Google

Soweit waren beide Sender gleich gebaut; für Ueberlagerungsversuche sollte aber die Frequenz des einen etwas änderbar sein. Hierzu wurde derjenige gewählt, der (durch Verschiedenheiten in den Leitungskapazitäten) die höhere Frequenz hatte. Bei diesem wurden neben den Anodensteckerstiften ein Paar Blechplatten angelötet, die die wirksame Kapazität erhöhten. Zwischen diesen konnte ein Stück

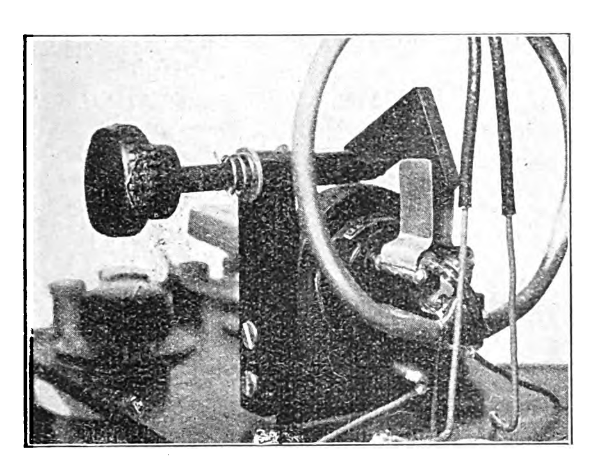


Bild 4.
Frequenzfeinstellung am Ueberlagerer.

Hartgummi von 2 mm Dicke zur weiteren Kapazitätssteigerung eingetaucht werden, wodurch eine sehr feine Frequenzänderung von maximal ± 1% möglich war. Das Bild 4 zeigt diese Einrichtung, jedoch ist ein Beinstäbchen von 20 cm Länge als Hebelarm am Drehknopf nicht mit abgebildet.

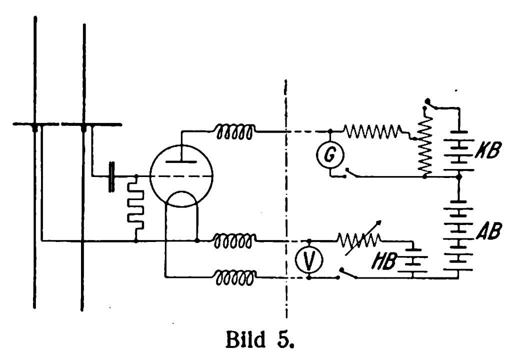



Bild 5.
Schaltung des Audions an der Plattenbrücke.

Die Wellenlänge der Sender wurde an einem Lecherschen Drahtsystem verglichen. Zur Erzielung einer schärferen Einstellung wurde bei diesem an Stelle des Detektors eine Audionschaltung mit der bekannten Kompensation des Anodenruhestroms nach Bild 5 angewandt. Die Meßeinrichtung gestattete eine bequeme Einstellung auf etwa ½ cm Wellenlänge.

Zur Absolutmessung der Wellenlänge wurde jedoch ein anderes Verfahren benutzt: es wurde mit dem unten beschriebenen quantitativen Empfänger in größerer (Zimmer-) Entfernung die Feldstärke des Senders gemessen in Abhängigkeit von der Länge einer dazwischen angeordneten Resonanzantenne, einem dünnen Stabe von etwa ½ $\lambda$ Länge. Es ergab sich als Länge der ganzen Welle 259,5 cm ± 1 cm, rund 260 cm; $\nu_1 = 1{,}15 \cdot 10^8$ Hz. Diese Methode hat Anspruch auf Genauigkeit nur dann, wenn der Resonator nicht merklich auf den Sender zurückwirkt. In der Tat ist der Sender hinsichtlich seiner Frequenz sehr unempfindlich gegen seine Umgebung. So konnte an Schwebungen festgestellt werden, daß Annäherung der Hand an den Schwingungskreis von irgendeiner Seite auf Daumenlänge nur eine Verstimmung von weniger als 1 : 10 000 bewirkte. Der Grund liegt in dem geringen wirksamen Felde und dem kleinen Strahlungswiderstand des Ringes.

Nach R. Rüdenberg[4]) berechnet sich die Strahlung eines Rahmens mit der Fläche $F$ cm² und $n$ Windungen für die Wellenlänge $\lambda$ zu

$$R_s = 320\pi^4 \frac{(n \cdot F)^2}{\lambda^4}. \qquad (4)$$

Daraus ergibt sich für eine Windung von 8 cm Durchmesser und die Wellenlänge $\lambda = 260$ cm der Wert

$$R_s = 0{,}01\overline{7}\,\Omega.$$

Da aber die beiden Windungen des Transformators einander entgegenwirken und der Transformator mit geringer Streuung arbeitet, ist die wahre Strahlung

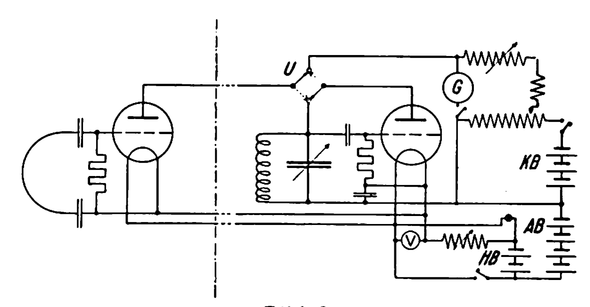



Bild 6.
Schaltung des Empfängers.

ebenso wie das äußere magnetische Feld als Differenz nahe gleicher Werte erheblich kleiner. Daß das äußere Feld vom Ring ausging und nicht wesentlich von der Röhre und den Zuleitungen, konnte durch Sondieren der Feldverteilung und Feldstärke mittels einer Prüfschleife deutlich gezeigt werden. Die elektromagnetische Strahlung der Röhrenelektroden und -Zuleitungen konnte ebenfalls nicht erheblich sein, denn der Sender war in ½ m Entfernung mit dem Röhrenempfänger nicht mehr nachzuweisen; wurde eine sehr roh abgestimmte Stabantenne von ca. ½ $\lambda$ Länge angenähert, so gelang mit dem gleichen Empfänger noch Telephonieaufnahme auf über 20 m.

Die für die Untersuchung wichtige Folgerung aus allen diesen Feststellungen ist, daß eine Rückwirkung des Kopplungsringes auf den Sender in der Meßschaltung nicht zu erwarten ist.

### Der Empfänger.

Mit Rücksicht auf die unten begründeten und beschriebenen Ueberlagerungsversuche wurde der Empfänger von vornherein entsprechend mit zwei Stufen gebaut. Zunächst wurde jedoch meist durch Umschaltung die erste Stufe allein benutzt. Wie das Schaltschema in Bild 6 zeigt, handelt es sich um ein

[4]) R. Rüdenberg, Aussendung und Empfang elektrischer Wellen; Berlin 1926.

Digitized by Google

Audion für sehr kurze Wellen, in dessen Anodenkreis wahlweise eine Schaltung zur Kompensation des Anodenstromes oder aber ein Zwischenfrequenzkreis geschaltet werden konnte. Dieser Zwischenfrequenzkreis steuerte dann ein zweites Audion, dessen Anodenstromrückgang gemessen werden konnte. Es handelt sich also um ein Meßaudion, oder im anderen Falle, wenn noch ein Ueberlagerer dazu kam, um einen Ueberlagerungsempfänger mit Meßeinrichtung. Die Schaltung zur Kompensation des Anodenstromes ist geläufig und bedarf keiner Erläuterung. Die Anodenspannung war 60 Volt, Kompensationsspannung 10 Volt; das Galvanometer mit 40 Skalateilen brauchte $5{,}1 \cdot 10^{-6}$ Amp. pro Skalenteil; es wurde mit Abschätzung der Zehntel abgelesen. Konstanz und Ablesegenauigkeit unter ± 0,3 Skalenteile. Die Röhren waren je eine Valvo A 408, die befriedigten;

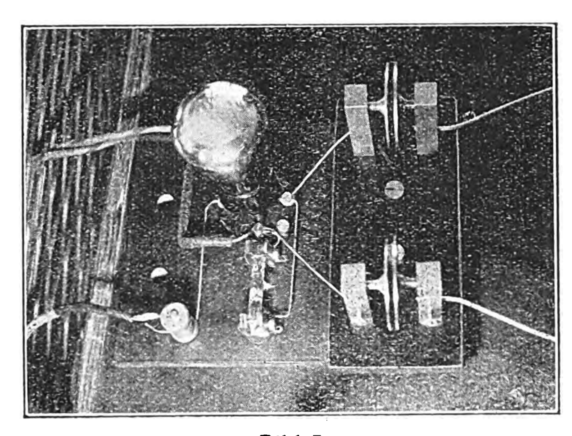


**Bild 7.**
**Ultrakurzwellenstufe des Empfängers.**

bei der hohen Röhrengüte (S = 2,0 mA/V, D = ca. 6 %) waren sicher auch in der einfachen Audionschaltung noch unter 10 mV Gitterspannung am Instrument nachweisbar. Die Heizung wurde stets auf 3,5 Volt Fadenspannung eingestellt. Als Ableitung waren 2 M$\Omega$ (Fabrikat Loewe) gegen positives Heizfadenende am günstigsten. Da sich die nackte Röhre mit isoliertem Gitter als gegen sehr kurze Wellen recht empfindlich erwies, wurden außer dem Ultrakurzwellenkreis und der ersten Röhre alle Schaltelemente in einem Blechkasten untergebracht, die Instrumente wurden dann durch einen schmalen Spalt abgelesen. Die Batterien waren durch einen großen Schirm aus Kupferstreckmetall abgeschirmt. Der Schwingungskreis der ersten Röhre bestand aus einem Bügel versilberten Kupferdrahtes und zwei Kondensatoren in Serie, die jeder durch Spindeln verstellbar waren: Bild 7. Die Größe des Bügels war dadurch begrenzt, daß er eben noch eine ausreichende Kopplung mit dem Kopplungsring vermitteln sollte, ohne jedoch, wenn er etwa zu groß war, als Rahmen direkt vom Sender Energie aufzunehmen; geeignet war ein Bügel von der Form eines Halbkreises mit dem Radius ca. 4 cm. Die Kondensatoren konnten über einen großen Frequenzbereich ohne merklichen Einfluß verstellt werden; dieser nicht rückgekoppelte Empfänger war also durch hohe Dämpfung offenbar so gut wie aperiodisch.

Die Lage aller Schaltelemente und Leitungen war räumlich streng definiert. Bei Ueberlagerungsempfang machte sich dann noch eine Einwirkung der ultrakurzen Wellen auf das zweite Audion bemerkbar, die vom hochfrequenz-verstärkten Anteil im Anodenstrom der ersten Röhre herrührte. Dieser Effekt ließ sich dadurch kompensieren, daß an die Anode der ersten Röhre eine Leitung zu einem Metallstück angeschlossen wurde, die als Antenne ebenfalls ultrahochfrequente Wechselspannung an das Gitter der zweiten Röhre brachte, — diesmal aber, weil unverstärkt, mit entgegengesetzter Phase. Durch geeignete räumliche Anordnung dieser Hilfsantenne zum Sender heben sich bei entgegengesetzt gleicher Wirkung beide Einflüsse auf.

Die Charakteristik der beiden Audionstufen wurde als linear angesetzt, zumal die Röhren mit maximal 0,2 mA nur gering ausgesteuert wurden. Auch deckte sich die Form der gefundenen Resonanzkurven befriedigend mit der berechneten. Die gleiche Prüfung wurde auch noch an der zweiten Stufe durchgeführt: ein Sender bekannter Intensität und veränderbarer bekannter Frequenz wirkte mit konstanter Kopplung auf den Zwischenfrequenzkreis, und dessen Resonanzkurve wurde aufgenommen und geprüft. Für verschiedene Spulen ergab sich dessen Dämpfung bei Frequenzen um $10^5$ Hz zu etwa $\vartheta = 2$.

### Aufbau und Untersuchung des Kopplungsringes.

Die Ebene des Empfangskreises war rechtwinklig gekreuzt zu der des Senderringes, so daß ein direkter Einfluß im benutzten Abstand nicht nachweisbar war. Nach dem von Professor Reich angegebenen und schon von W. Pocher[5]) angewandten Verfahren befand sich zwischen beiden ein Kopplungsgebilde in Mittelstellung, gegen den Sender wie gegen den Empfänger um 45° geneigt, und so die Kopplung zwischen beiden allein bestimmend. Dieser Resonanzring war mit besonderer Sorgfalt gebaut. Aus Symmetriegründen für die Ankopplung an zwei Stellen und gegen kapazitive Feldstörungen hatte er gegenüberstehende Kondensatoren, deren Plattenabstand durch Mikrometer gleichmäßig verändert werden konnte. Der Ring war aus massivem Messing mit plangedrehten Kondensatorplatten; diese waren mittels konischer Stifte genau zentriert und auf der Richtplatte ausgerichtet festgelötet. Das ganze Gebilde nach Bild 8 war dann versilbert[6]). Die Maße sind: Ringradius $r = 10$ cm, Leiterradius $p = 0{,}4$ cm, Plattenradius $\varrho = 3{,}0$ cm, Plattendicke $d = 0{,}2$ cm.

Nach Zenneck[7]) ist die wirksame Selbstinduktion eines Ringes

$$L_{cm} = 4\,\pi\,r\left(ln\frac{8\,r}{p} - 2\right). \qquad (5)$$

Daraus ergibt sich für diesen Ring: $L = \overline{420}$ cm; andere Formeln ergeben etwas andere Werte. Zur

[5]) Waldemar Pocher, Dissertation Göttingen 1922.

[6]) Das Versilbern dieser wie auch aller anderen Leiter geschah durch Eintauchen und Abreiben in verbrauchtem photographischem Fixierbad. Messing und Kupfer nehmen in diesem Bade sofort und ohne Präparation einen dünnen, aber dauerhaften Ueberzug an.

[7]) J. Zenneck und H. Rukop, Drahtlose Telegraphie, 1925.

Digitized by Google

Berechnung der Kapazität $C$ darf bei dem hier verwendeten Abstand der Kondensatorplatten von mehreren mm die Randkorrektion in der Formel von Kirchhoff nicht vernachlässigt werden:

$$C_{\mathrm{cm}} = \frac{\varrho^2}{4\,a} + \frac{\varrho}{4\,\pi}\left(ln\frac{16\,\pi\,\varrho\,(a+d)}{a^2} + 1 + \frac{d}{a}\,ln\left(\frac{a+d}{d}\right)\right). \quad (6)$$

Die aus dieser Formel berechneten Werte für die Randkorrektion $C'$ und die Gesamtkapazität $C = C_0 + C'$ sind zum Vergleich mit $C_0$ in Bild 9 dargestellt. Sie wurden durch Messung kontrolliert: Je

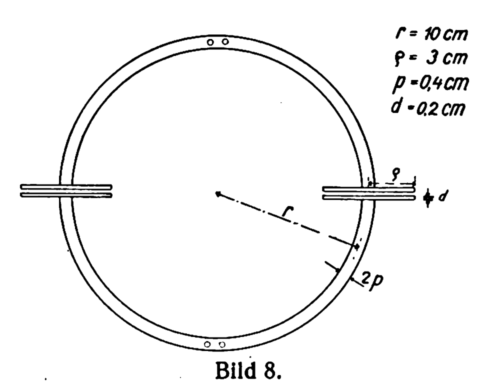



Bild 8.
Masse des Kopplungsringes.

eine Ringhälfte, also parallel geschaltete Kondensatoren, wurden den Belegungen eines geeichten Kondensators parallel geschaltet. Dieser Meßkondensator wurde dann in einer Schwebungsapparatur bei einer Frequenz von ca. $10^6$ Hz ($\lambda = 300$ m) auf den alten Wert der Gesamtkapazität zurückreguliert, und aus der Differenz der Einstellungen

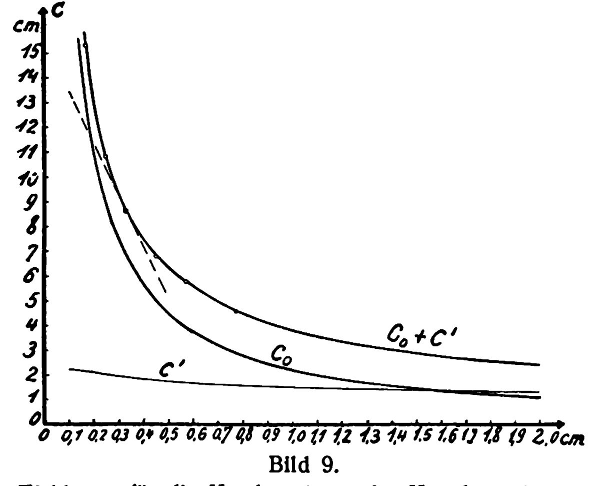



Bild 9.
Eichkurve für die Kondensatoren des Kopplungsringes.

wurde die gesuchte Kapazität bestimmt. Zieht man einen plausiblen Wert für die Kapazität der einen Ringhälfte gegen Erde (Umgebung) ab, so ergeben sich die eingezeichneten recht gut liegenden Punkte.

Jede Ringhälfte war in ihrem Mittelpunkt mittels Hartgummisäulen von 2 cm Dicke und 8 cm Länge aufgehängt an einem Hartgummibalken von 2,2 cm Dicke, 6 cm Breite und 30 cm Länge. Zur Befestigung dienten je zwei Bolzen von 4 mm Dicke, die knapp in die Bohrung paßten, und deren Gewinde erst im Hartgummiteil begann. Während die eine Säule direkt am Tragbalken hing, war die andere an der Mutter eines Mikrometers angebracht: Bild 10. Die Schraube des Mikrometers mit 0,4 mm Ganghöhe und 5,3 mm Durchmesser war aus Stahl und wurde durch Bronzeblattfeder und Konus fest gegen ihr Widerlager gepreßt. Eine ganze Umdrehung entsprach 0,4 mm Verschiebung; die Teilschale hatte 40 Teile zu je 10 $\mu$. Trotz totem Gang von ca. 90 $\mu$ konnte bei schneller Annäherung an den Skalenteil von einer bestimmten Seite noch sicher auf ca. ⅕ Skalenteil also ca. 2 $\mu$ eingestellt werden. Es wurde nur beim Auseinanderschrauben (Reibungswiderstand mit der Feder gegen das Widerlager) abgelesen und von einem Teilstrich zum anderen mit einem leicht erlernten Schwung eingestellt, um haftende Reibung nicht aufkommen zu lassen. Die normalen, unten beschriebenen Resonanzkurven liegen ganz innerhalb einer halben Schraubenumdrehung.

Eingehende Berechnungen beweisen die Unschädlichkeit der möglichen Justierfehler.

Die Feststellung des Resonanzabstandes sollte eine Kontrolle der Berechnungen sein: bei

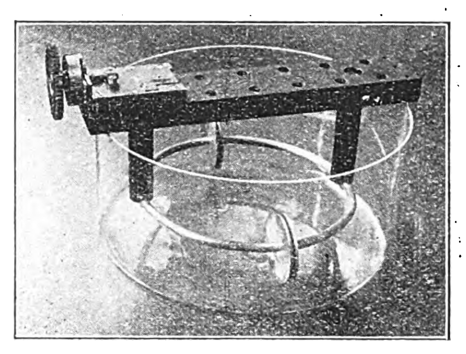


Bild 10.
Aufbau des Kopplungsringes.

$\nu_1 = 1{,}15 \cdot 10^8$ Hz ($\lambda = 260$ cm) trat Resonanz für einen Abstand von 0,32 mm ein; aus der Eichkurve, die für diesen Abstand die Kapazität von je 8,7 cm (in Serie 4,35 cm) angibt, berechnete sich also, daß die wirksame Kapazität für diese hohen Frequenzen etwas kleiner ist, als die bei niederen Frequenzen gemessene und berechnete. Die Differenz rührt daher, daß der Weg an der Platte vom Leiter in der Mitte — zum Rande — hinüber — zur Mitte zurück eine solche Impedanz darstellt, daß zwischen den Rändern der Platten die Spannung kleiner ist, als zwischen den Mitten; sucht man sich etwa dadurch zu helfen, daß man dem ganzen Leiter den Querschnitt der Plattenfläche gibt, so tritt ebenfalls eine solche Impedanz auf: vom Rande — zur Mitte — hinüber — zum Rande zurück —, so daß nun die Mitte die verminderte Kapazität hat. In Anbetracht der schwierigen Berechnung dieser Einflüsse mußten die gefundenen plausiblen Werte genügen.

Aus der Selbstinduktion $L = 420$ cm und der Kapazität (nach Gl. (3)), bei Resonanz $C_r = 4{,}1$ cm ergibt sich der unten benutzte Wert $L_{Hy}/C_F = 92\,000$.

Der Strahlungswiderstand des Ringes als Rahmen berechnet sich nach Rüdenberg l. c. (Gl. (4)) unter der Annahme, daß die Rahmendimensionen klein gegen die Wellenlänge sind (hier 1 : 13) zu

$$R_s = 0{,}67\ \Omega.$$

Digitized by Google

Zur Bestimmung des Gesamtdämpfungsdekrementes $\vartheta$ des Ringes wurde dessen Resonanzkurve in der beschriebenen Weise mit der Apparatur aufgenommen: es wurde also der Kopplungseffekt in Abhängigkeit von der Verstimmung des Ringes gemessen.

Für ungedämpfte Erregung ist

$$\vartheta = \pi/_2 \cdot \left(\frac{C_1 - C_2}{C_r}\right) \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{i_r}{i_1}\right)^2 - 1}};$$

wählt man $2\, i_1^2 = i_r^2$ (die Halbwertsbreite), so folgt

$$\sqrt{\frac{1}{\left(\frac{i_r}{i_1}\right)^2 - 1}} = 1; \quad \vartheta = \pi/_2 \cdot \left(\frac{C_1 - C_2}{C_r}\right).$$

Aus der Ausmessung zahlreicher Kurven ergibt sich eine Halbwertsbreite von 49 $\mu \pm 2\,\mu$, zu welcher nach Bild 9 eine Kapazitätsänderung $C_2 - C_1 = 54 \cdot 10^{-3}$ cm gehört; also eine Verstimmung $\nu_2 - \nu_1 = 7{,}6 \cdot 10^5$ Hz. Folglich berechnet sich für den

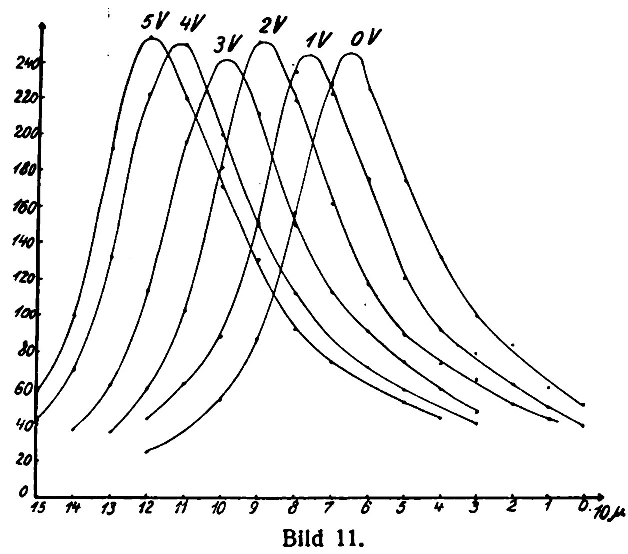



**Bild 11.**
**Resonanzkurven für verschiedene Gittervorspannungen.**

Ring in Luft $\vartheta = 0{,}022 \pm 0{,}002$. Wenn man die Luftkondensatoren als verlustfrei betrachtet[8]), kann man sich diese Dämpfung als von einem in Serie geschalteten Widerstand $R_1$ verursacht denken. Dieser Widerstand berechnet sich nach Gleichung (2) zu $R_1 = \frac{3}{2}\vartheta \frac{\lambda_{\mathrm{cm}}}{C_{\mathrm{cm}}} = 2{,}1\ \Omega$. Bringt man dem Ring eine künstliche Dämpfung bei, etwa in Form eines angenäherten Kupferbleches, in dem Wirbelströme erzeugt werden, so werden $\vartheta$ und $R_1$ natürlich größer, die Resonanzkurven sichtlich breiter.

In Anknüpfung an diese Versuche ist das Verhalten des Ringes in Kondensatoröl im Anhang A beschrieben.

### b) Pendelungsversuche.

Durch einen Kontrollversuch wurde zunächst festgestellt, daß sich die Eigenfrequenz des Senders mit Aenderung der Gittervorspannung änderte. Die dabei aufgenommenen Resonanzkurven des Ringes — der hier also als Wellenmesser dient — sind in Bild 11 abgebildet. (Diese Kurvenschar soll zugleich die Gleichmäßigkeit der Messungen zeigen.) Die Verschiebung ist deutlich: sie beträgt ca $1\frac{1}{2}$ pro mille pro Volt. (Weitere Eigenschaften des Senders sind im Anhang B beschrieben.)

Nun wurde also eine Wechselspannungsquelle in die Leitung zwischen Gitterkreis und Gitterbatterie eingeschaltet. Es war dies eine Spule, in der durch

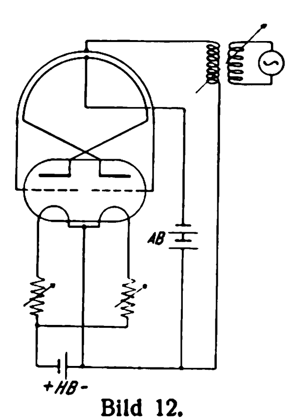



**Bild 12.**
**Schaltung zur Modulation der Gitterspannung.**

veränderbare Ankopplung an einen Generator verschiedene Wechselspannungen induziert werden konnten, Bild 12. Als Generator diente ein Röhrensender für Tonfrequenz; diese war für den Nachweis mit Zeigerinstrument natürlich hoch genug, dabei aber bequem zu kontrollieren. Gleich bei den ersten Versuchen ergaben sich an Stelle der Resonanzkurven, wie in Bild 11, stark verbreiterte Kurven,

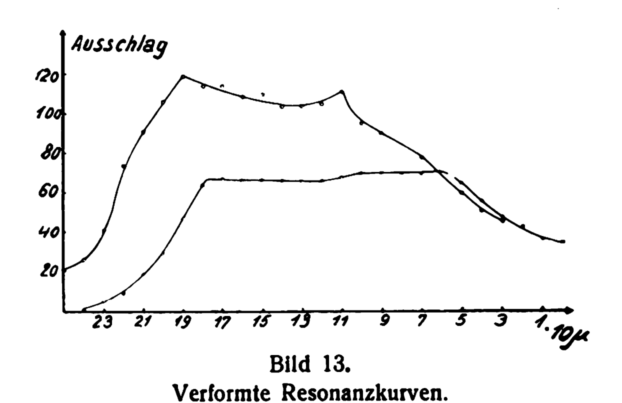



**Bild 13.**
**Verformte Resonanzkurven.**

von denen zwei in Bild 13 wiedergegeben sind. Der gesuchte Effekt ist darauf leicht zu erkennen. Bei der einen Kurve scheint die Generatorschwingung weniger spitz geformt zu sein, so daß die Spitzen links und rechts deutlich hervortreten (vgl. Bild 1b). Um die Kurvenverbreiterung auch in ihrer Abhängigkeit von der Amplitude schrittweis und quantitativ zu verfolgen, waren einige Fehlerquellen zu beseitigen.

Zunächst nämlich war jeder Transformator in der Gitterleitung unsymmetrisch belastet und daher seine Sekundärspannung zu erheblicher Unsymmetrie verzerrt; denn der Weg zwischen Kathode und positiv vorgespanntem Gitter stellt einen Gleichrichter dar. Bild 14 zeigt den gesamten Gitterstrom in Abhängigkeit von der „fremden" Wechselspannung, wenn die

[8]) Vgl. Fußnote im Anhang.

Digitized by Google

Vorspannung + 5 Volt beträgt. Um dieser Verzerrung durch Gleichrichtung zu begegnen, wurde der Kopplungstransformator sekundär durch einen induktionsfreien Widerstand $R$ so stark belastet, daß der gleichgerichtete Gitterstrom (z. B. 12,3 mA bei + 15 Volt) dagegen keine Rolle mehr spielte; verwendet wurde ein Schniewindgitter von 125 $\Omega$. Aus der starken Belastung von maximal 5 Watt ergab sich die Notwendigkeit, den Modulationsgenerator entsprechend leistungsfähig zu machen; es wurden 2 Telefunken R SV Senderöhren parallel mit 440 Volt

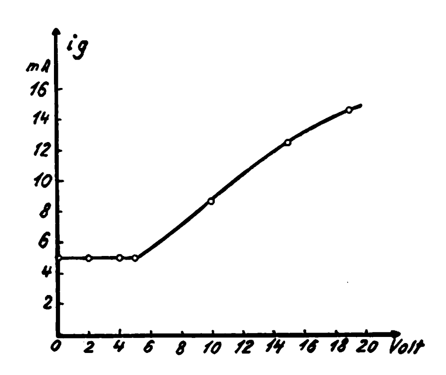



Bild 14.
Gitterstrom als Funktion der Modulationswechselspannung.

Anodenspannung verwendet, die eine Modulationsspannung von 25 Volt ermöglichten.

An der Sekundärseite des Transformators, zugleich über dem Schniewindgitter, wurde nun die Wechselspannung gemessen, Bild 15. Da ein genügend empfindliches Instrument für Wechselstrom nicht zur Verfügung stand, wurde mit einer Röhre eine geeignete Schaltung aufgebaut: in Serie mit einem hochempfindlichen Galvanometer wurde eine Empfängerröhre als Gleichrichter geschaltet, d. h. Gitter und Anode verbunden als eine Elektrode gegen die wohldefiniert geheizte Kathode. Um einer

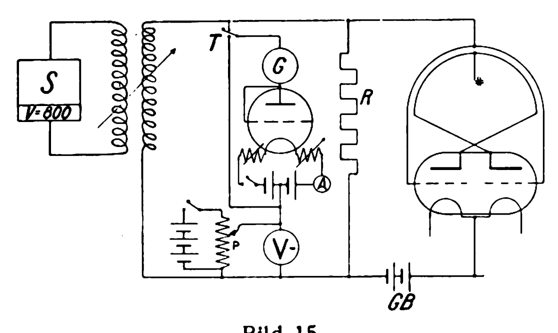



Bild 15.
Schaltung zur Messung der Gitterspannungsmodulation.

Eichung des Gleichrichters in Scheitelwechselspannung zu entgehen, wurde mit Gleichspannung kompensiert; d. h. in Serie mit Galvanometer und Ventil wurde eine veränderbare Gleichspannung derart geschaltet, daß sie der gleichgerichteten Wechselspannung entgegenwirkte. Sie wurde mittels Potentiometer von 3000 $\Omega$ einer Akkumulatorenbatterie von 50 Volt entnommen und mit Gleichstromvoltmeter auf 0,1 Volt genau gemessen. Ist dann diese Spannung gleich dem Scheitelwert der zu messenden Wechselspannung, so fließt gerade kein Strom mehr durch das Galvanometer. Außerdem spielt bei Stromlosigkeit keiner der Widerstände: des Potentiometers, der Röhre, des Galvanometers eine Rolle für die Messung. Aber das Verschwinden des Ausschlags ist, insbesondere wegen des ungünstigen Anlaufs der Gleichrichtercharakteristik, nicht sehr genau abzulesen: deshalb wurde einem größeren Fehler ein kleinerer vorgezogen und auf völlige Stromlosigkeit verzichtet. Vielmehr wurde durch Anzapfung in der Mitte der Heizbatterie und Verwendung von je einem Heizwiderstand an beiden Fadenenden die Röhre so einreguliert, daß sie ohne alle weiteren Schaltelemente oder Spannungen gerade 1 Skalenteil = $5{,}3 \cdot 10^{-6}$ Amp. Emission gab. (Eine solche Einstellung gelingt nur bei einer gasfreien Röhre.) Dann wurde an die Röhre die zu messende Wechselspannung in Serie mit der Kompensationsspannung angeschaltet und letztere so eingestellt, daß

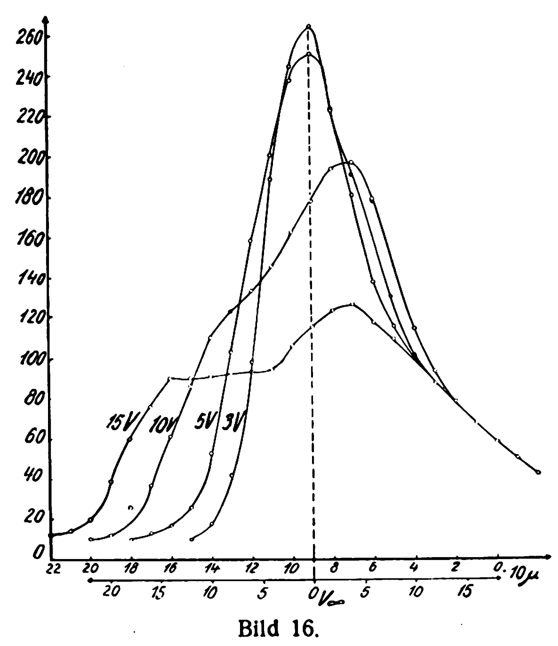



Bild 16.
Schrittweise verformte Resonanzkurven.

wiederum gerade $5{,}3 \cdot 10^{-6}$ Amp. (= ein Skalenteil) durch das Galvanometer floß. Diese Einstellung gelingt bequem auf weniger als 0,1 Volt genau. Der Spannungsabfall des Gittergleichstroms aus der Gitterbatterie über der Sekundärwicklung des Transformators, Bild 15, war noch wesentlich kleiner und fiel nicht ins Gewicht.

Nun wurde für verschiedene Scheitelspannungen am Gitter des Senders jedesmal durch Verstimmen des Kopplungsringes je eine „Resonanz“kurve aufgenommen. Von den zahlreichen gemessenen sind aus einer Serie einige in Bild 16 abgebildet. Ist die Modulationsspannung nicht konstant, so zeigt sich das durch Verflachung des seitlichen Abfalls der Kurve und „Streuen“ der dort aufgenommenen Punkte.

Bei den abgebildeten Kurven fallen zwei Schönheitsfehler auf. Zunächst: daß auch die breiteste noch weit vom idealen Rechteck entfernt ist; der einfache Grund dafür ist, daß der verwendete Resonanzkreis selbst schon durch erhebliche Dämpfung eine breite Resonanzkurve mit ihrem flachen Abfall hatte. Würde man diese Dämpfung (etwa durch Rückkopplung) verkleinern, so würden auch die

Digitized by Google

Seitenteile der gemessenen Kurve entsprechend steiler. Ferner muß auf Symmetrie der beiden Kurven bei dieser Messung verzichtet werden: nur der linke Teil interessiert in diesem Zusammenhang. Denn sobald die Modulationsspannung entgegengesetzt größer als die Gittervorspannung wird, also die resultierende Gitterspannung negativ ist, hört der Gitterstrom, damit auch die hier angewandte Frequenzmodulation auf[9]); alle jenseits gelegenen Teile der Kurvenfläche bäumen sich steil auf, um den Punkt $E_g = 0$. Um diesem Effekt möglichst auszuweichen, war die Gleichspannung auf + 5 Volt erhöht worden; in der Tat tritt erst bei Scheitelspannungen über 5 Volt der Buckel an der rechten Seite auf.

Koppelt man an den frequenzmodulierten Sender den aperiodischen Empfänger direkt an, so ist die Empfangsintensität unabhängig vom Grade der Verbreiterung, wie zu erwarten. Die Gipfel der Kurve müssen natürlich in dem Maße, wie die Kurve breiter wird, niedriger werden. Zu beachten ist aber, daß die Seitenteile der Kurven steil bleiben.

Der Wirkungsgrad der Frequenzverschiebung durch Gitterwechselspannung ist anscheinend gering, denn 5 Volt Scheitelspannung wirken nicht stärker, wie zwei Volt Gleichspannungsänderung. Der Maßstab unter der Abszisse in Bild 16 gibt eine Andeutung davon. Die Ursache dieser Erscheinung ist vielleicht in der Wärmeträgheit der Elektroden zu suchen, vgl. Anhang B.

## V. Ueberlagerungsversuche und Anwendung der Methode.

Wenn die Methode der Pendelverbreiterung in der Empfangstechnik verwertet werden soll, so ist es weder ratsam, den Sender pendeln zu lassen, noch technisch vorteilhaft, den Empfangskreis mechanisch zu beeinflussen. Das eigentliche Feld der Anwendung ist vielmehr der Ueberlagerungsempfang. Alle anfangs dargelegten Ueberlegungen lassen sich ohne Weiteres übertragen auf einen Ueberlagerungsempfänger, der sich von dem gewohnten nur dadurch unterscheidet, daß der Ueberlagerer in seiner Frequenz $\nu_2$ pendelt. Der Hilfssender wird nämlich in jeder Pendelperiode zweimal diejenige Frequenz $\nu_2$ erzeugen, die mit dem fernen Sender mit $\nu_1$ die erforderliche Schwebungsfrequenz $\nu_3$ bildet:

$$|\nu_3| = \nu_2 - \nu_1.$$

(Viermal in jeder Pendelperiode könnte dieser Fall eintreten, wenn die Pendelamplitude $\Delta\nu_2$ sehr groß ist, größer als $\nu_3$: dann wird je zweimal $\nu_3$ abwechselnd gebildet als Frequenz

$$\nu_3 = \nu_1 - \nu_2 \text{ und } \nu_3 = \nu_2 - \nu_1 .)$$

Die Wahl der Pendelfrequenz ist in dieser Schaltung nach oben beschränkt durch die Zwischenfrequenz $\nu_3$, weil auch die auf diese Trägerfrequenz abgestimmten Kreise angestoßen werden müssen[10]).

Der Zwischenfrequenzkreis wird zweckmäßig so weit wie möglich entdämpft und die erforderliche Breite der E. K. allein durch die Amplitude der Pendelung am Ueberlagerer geregelt. Diese kann fast gleich Null sein, wenn keine der Frequenzen $\nu_1$, $\nu_2$, $\nu_3$ schwankt; das wäre der gewohnte Fall. $\Delta\nu_2$, die Pendelamplitude wächst aber mit der Summe der Schwankungen und soll immer etwas größer als deren Maximalwert sein. Durch Veränderung der Pendelamplitude kann man stets mit der höchsten gerade möglichen Selektivität empfangen. Ferner bietet sich hier die Möglichkeit, das Suchen eines Senders dadurch zu erleichtern, daß man mit geringer Selektivität beginnt und entsprechend der allmählich besseren Abstimmung des Ueberlagerers den Sender schrittweis unverlierbar einengt.

Zum Studium dieser Anwendungen wurde eine Reihe von Versuchen mit Ueberlagerungsempfang angestellt; deren Ergebnis bestätigte jedes Mal die Erwartungen. Der Empfänger (Bild 6) wurde auf Verwendung beider Stufen geschaltet und beide Ultrahochfrequenzsender wurden so aufgestellt, daß beide auf den Empfangskreis (Bild 7) einwirkten. Von den verschiedenen möglichen Verfahren, möglichste Konstanz der Schwebungsfrequenz $\nu_3$ zu erzielen, wurde zuerst das weitestgehende angewandt: die ohnehin schon recht ähnlichen Sender wurden gemeinsam aus den gleichen Batterien für Heizung, Gitter- und Anodenspannung betrieben. Dies Verfahren bewährte sich gut, ist aber natürlich nur für Meßzwecke verwendbar, wo Sender und Ueberlagerer räumlich nicht weit getrennt sind. Die durch die Leitungen vermittelte Kopplung ist bei der verwendeten Gegentaktschaltung so gering, daß Schwebungsfrequenzen bis herab zu den hörbaren ziemlich bequem eingestellt werden konnten[11]). Erst bei den tieferen hörbaren Tönen reißt die Schwebung durch „Mitziehen" ab, also erst bei einer Verstimmung von unter 0,1 ‰; offenbar ist die Kopplung zwischen den Sendern, die der gemeinsame Empfangskreis vermittelt, daran schuld; sie muß entsprechend klein gehalten werden. Der Schwebungston war nicht rein, sondern klang wie „girgeln", worunter ein Geräusch verstanden werden soll, das sich vom „gurgeln" durch hohe Töne, vom „trillern" durch die Unregelmäßigkeit unterscheidet. Diese Aussage gilt nur für Verwendung von Akkumulatoren bei den Sendern. Wurde dagegen die Anoden- und Gitterspannung mittels Potentiometer vom städtischen Gleichstromnetz abgegriffen, so verursachte das Kollektorgeräusch eine Modulation der Intensität und der Frequenz, vgl. unten Bild 20 e. f., wodurch eine Art Trillern als Schwebung entstand. Zugleich wurde die Abstimmung auf eine bestimmte Schwebung bequemer, und diese Beobachtung war überhaupt für den Verfasser der Anstoß, der zu der Untersuchung über Frequenzmodulation bei Ueberlagerungsempfang führte.

Auch mit dem Ueberlagerungsempfang war grundsätzlich die Aufnahme der Resonanzkurven möglich, doch reichte die Konstanz nicht zu einer guten Kurve. Die mit den beschriebenen Maßregeln erzielte Symmetrie der Sender war so groß, daß die gemeinsame Gitter- und Anodenspannung um über 10 % verändert

[9]) Bei gashaltigen Röhren bleibt ein kleiner Rest, vgl. unten.

[10]) Wählt man als Beispiel Telephonieübertragung mit dem höchsten Ton $10^4$ Hz, so dürfte die Pendelfrequenz etwa $10^5$ Hz, also überhörbar, sein, die Zwischenfrequenz $\nu_3$ wäre zu $10^6$ Hz zu wählen und die Senderfrequenz $\nu_1$ wäre über $10^7$ Hz.

[11]) Für hörbare Schwebungen trat an die Stelle der Spule im Zwischenfrequenzkreis ein Kopfhörer, dessen Lautstärke zugleich mit der zweiten Stufe als Röhrenvoltmeter kontrolliert wurde.


Digitized by Google

werden konnte, ehe die Schwebungsfrequenz aus dem Hörbereich herausrückte.

Nunmehr wurde versucht, auch mit völliger Trennung der beiden Sender hörbare Schwebungen zu erreichen. Auch dies gelang für kurze Zeiten befriedigend, wenn beide Sender Anodenakkumulatoren verwendeten; dagegen gelang es dauernd bequem, wenn ein Sender seine Anodenspannung aus dem städtischen Lichtnetz bezog. Daß hier offenbar das „Kollektorgeräusch" von Einfluß war, zeigte sich daran, daß das Trillern deutlich auf dem „Kollektorton" als Basis aufgebaut war.

In Verfolgung dieses Effektes wurden nun wieder beide Sender mit Anodenbatterie betrieben und versucht, die Gittervorspannung des einen Senders mit einer Wechselspannung zu modulieren. Geschah dies mit Hörfrequenz, so war nur diese an Stelle der Schwebung zu hören, und zwar über einen um so größeren Verstimmungsbereich, je stärker die Modulation war. Wurde mit einer unhörbar hohen Frequenz $\nu_4$ frequenzmoduliert, so war in dem entsprechenden Abstimmbereich ein „Hauchgeräusch" zu hören, das wohl von den Schwankungen der Modulation herrührte.

Das Schlußglied der Versuche war nun, den einen Sender überhörbar in seiner Frequenz zu modulieren und außerdem denselben oder den anderen mit Telephonie in seiner Intensität zu modulieren. Mit den vorhandenen Sendern war es aber nicht möglich, die Besprechung ohne gleichzeitige Frequenzmodulation zu erzielen. Es hätte nahegelegen, dem betreffenden Sender eine negative Vorspannung zu geben und ihn

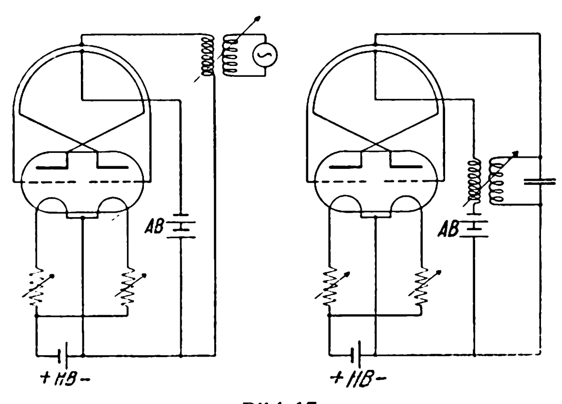



Bild 17.
Selbsterzeugung der Pendelfrequenz im Generator.

dann durch Steuerung der Anodenspannung zu modulieren, vgl. unten Bild 20f. Aber da die Röhren Heizfäden mit Oxydpaste hatten, und daher Gas enthielten, fließt auch bei negativer Vorspannung etwas Gitterstrom. Der Einfluß der Intensitätsmodulation auf diesen genügte aber schon zur Erzielung eines stetigen Empfanges bei den angestellten Versuchen. Es ist möglich, daß ähnliche Effekte unbeabsichtigt auch schon in früherer Zeit gelegentlich beim Empfang mitgewirkt haben.

Es erschien überflüssig, nur um dieser Demonstration willen einen eigenen Telephoniesender zu bauen oder zu den vorhandenen Telephoniesendern eine passende Empfangsapparatur einzurichten. Immerhin sollen noch einige Gesichtspunkte zur Konstruktion eines solchen Empfängers diskutiert werden.

Hinsichtlich des Aufwandes an Bauteilen über das Gewohnte hinaus ist zunächst darauf hinzuweisen, daß in praktischen Fällen die erforderliche Gitterwechselspannung in der Größenordnung von etwa 1 Volt liegt. Sie erfordert natürlich keine der Umständlichkeiten, die bei den oben beschriebenen Messungen die viel höheren Spannungen über einem kleinen Widerstand verlangten. Es kann sogar der Ueberlagerer sich seine Pendelfrequenz selbst erzeugen. Wenn er z. B. die Ueberlagerungsfrequenz $\nu_2$ als Gegentaktsender erzeugt, kann er die Pendelfrequenz $\nu_4$ im Gleichtakt erzeugen: man schaltet

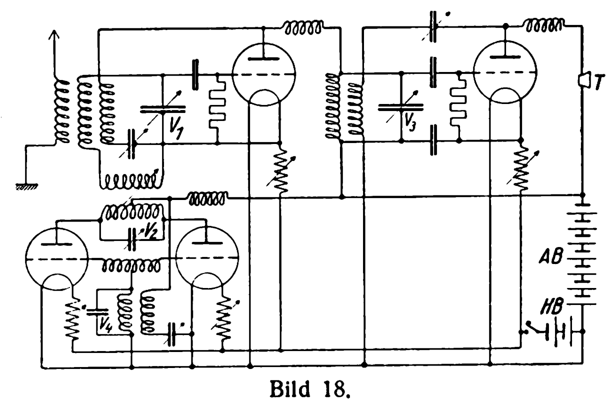



Bild 18.
Schaltbeispiel für Empfänger mit pendelndem Ueberlagerer.

dazu einen geeignet abgestimmten Kreis und Rückkopplung in Gitterbatterie- und Anodenbatterieleitung. Diese Schaltung sei zum Vergleich zu der früheren neben dieser abgebildet: Bild 17. Sie wurde bei den unten beschriebenen Versuchen häufig mit Erfolg verwendet.

Die Zusammenfassung aller hier angegebenen Gesichtspunkte würde also zu einer Schaltung führen, wie sie in Bild 18 angedeutet ist. Für die Pendelfrequenz ist induktive, kapazitiv geregelte Rückkopplung eingezeichnet, weil diese als besonders fein regelbar gilt. Da die Wahl der Pendelfrequenz nicht kritisch ist, würde die Rückkopplung für die Pendelschwingung die einzige neue Variable bei der Bedienung eines solchen Empfängers sein.

## Anhang.

### A. Untersuchung des Ringes in Oel.

Der Ring war von vornherein darauf konstruiert, daß er in eine Glasschale von 28 cm Durchmesser mit senkrechten Wänden von 13 cm Höhe eingehängt werden konnte, Bild 10. In diese Schale wurden 7 Liter gut gereinigtes, wenn auch nicht ganz entfärbtes Paraffinöl gefüllt, dessen Dielektrizitätskonstante bei $\nu = 10^6$ Hz ($\lambda = 300$ m) zu $2{,}0\overline{5}$ gemessen wurde. Um Resonanz zu erzielen, mußten die Kondensatorplatten erheblich auseinandergeschraubt werden, nicht nur auf die doppelte Entfernung, sondern wegen des erheblichen Einflusses der Randkapazität auf den 2,6fachen Wert, vgl. Bild 9: Resonanzabstand in Oel = 8,4 mm. Die alsdann aufgenommene Resonanzkurve war dann auch unter Berücksichtigung des größeren Resonanzabstandes merklich verbreitert: Halbwertsbreite = $\overline{250}\ \mu$. Es ergab sich daraus $\vartheta = 0{,}037 \pm 0{,}004$ und entsprechend der scheinbare

Digitized by Google

Seriewiderstand $R_1 + R_2 = 3{,}5\,\Omega \pm 0{,}4\,\Omega$. Aus der Annahme, daß außer den dielektrischen Verlusten in den Kondensatoren sich keine[12]) Dämpfungsquelle vergrößert hat, folgt, daß die Differenz

$$R_2 = (R_1 + R_2) - R_1 = 1{,}4\,\Omega$$

den Verlusten im Oel zuzuschreiben ist. Die Berechnung der Verluste in Oel gründet sich auf folgende Ueberlegung: In einem Schwingungskreis mit

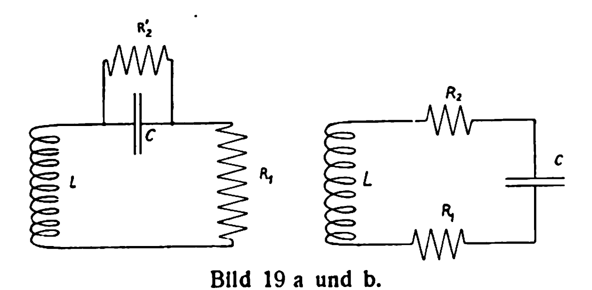



**Bild 19 a und b.**
Ersatz des Ableitungswiderstandes durch einen Serienwiderstand

der Selbstinduktion $L$, der Kapazität $C$ und dem Ohmschen Seriewiderstand $R_1$ sei parallel zum verlustlosen Kondensator noch der Ableitungswiderstand $R_2'$ geschaltet: Bild 19; der Gesamtwiderstand dieses

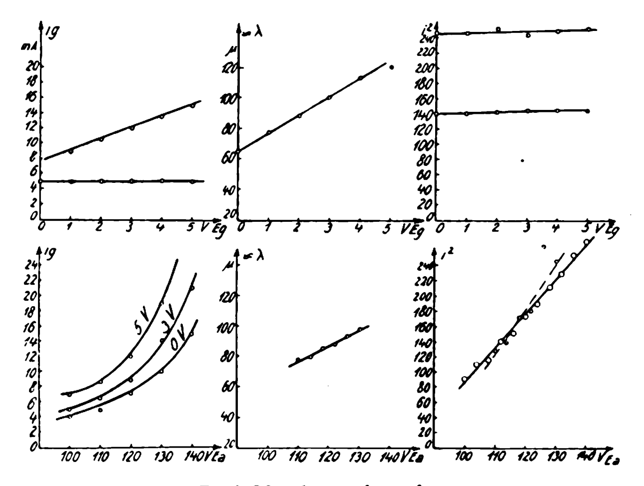


**Bild 20a, b, c, d, e, f.**
Gitterstrom, Wellenlänge, Intensität des Senders als Funktion von Gitterspannung und Anodenspannung.

Kreises bei Resonanz ist dann unter der Annahme, daß $R_2'^2 \gg \frac{L_{Hy}}{C_F}$ ist, $W_r = R_1 + R_2$ wobei $R_2 = \frac{L_{Hy}}{C_F \cdot R_2'\Omega}$ (Bild 19) ist. Für den Fall des Ringes in Oel würde sich also die gemessene Ableitung $R_2'$ aus $R_2 = 1{,}4\,\Omega$ berechnen zu $R_2' = 65\,000\,\Omega$. Tatsächlich[12]) wird es sich aber hier nicht um schlechte Isolation, sondern um dielektrische Verluste handeln, und die einzig angemessene Zahlenangabe ist die des Verlustwinkels $\delta$ des Kondensators:

$$\delta = 90^0 - \varphi;\ \mathrm{tg}\,\varphi = -2\pi\nu R_\Omega \cdot C_F = -182.$$

$\delta$ ergibt sich also zu etwa 20'.

## B. Untersuchung des Senders.

Außer den für die Pendelung wichtigen Eigenschaften des Senders wurden noch einige andere untersucht, wodurch das Bild über sein Verhalten etwas erweitert wurde. Es ergab sich „ceteris paribus“:

1. Mit steigender Anodenspannung steigt die Intensität des Senders an, Bild 20f. Das Resultat ergibt sich gleichartig aus der direkten Messung mit dem aperiodischen Meßaudion (große „Punkte“) und aus der Gipfelhöhe der Resonanzkurven (kleine „Punkte“). (Die Kurven sind nicht kommensurabel.)

2. Wird die Gittervorspannung von 0 Volt bis + 5 Volt geändert, so ergibt sich nach beiden Meßmethoden Konstanz der Senderintensität; Bild 20c. (Untere Kurve direkt gemessen, zur oberen gehört als Original das Bild 17.)

3. Mit steigender Anodenspannung nimmt die Frequenz ab (wächst die Wellenlänge); Bild 27e.

4. Ebenfalls nimmt die Frequenz ab mit steigender Gittervorspannung; Bild 20b.

5. Der Gittergleichstrom, direkt gemessen, steigt mit steigender Anodenspannung an; Bild 20d.

6. Ebenfalls steigt der Gittergleichstrom, direkt gemessen, an mit steigender Gittervorspannung, wenn man den stationären Zustand abwartet, Bild 20a obere Kurve; bei schneller Messung dagegen bleibt er fast konstant, Bild 27a untere Kurve.

Die Klausel „ceteris paribus“ ist nämlich nicht als wirkliche Isolierung der Abhängigkeiten zu verstehen, sondern bedeutet, daß an den anderen Variabeln willkürlich nichts geändert wurde; man konnte jedoch aus der langsamen Einstellung schließen, daß insbesondere die Temperatur- und damit die Emissions-Verhältnisse in der Röhre sich jeweils änderten; das letzte Beispiel, Bild 20a, zeigt dies besonders deutlich. Damit mag sich auch erklären, daß die Frequenzänderung für schnelle Aenderung der Vorspannung kleiner als für langsame ist.

## Zusammenfassung.

Ungewollte Frequenzschwankungen bei der Anwendung sehr kurzer Wellen erfordern ebenso wie die Telephoniemodulation eine Verminderung der Selektivität beim Empfänger; diese wurde bisher meist durch höhere Dämpfung in dessen Schwingungskreis erreicht, jedoch ist der damit verbundene flache Abfall der gedämpften Resonanzkurve wegen der größeren Störmöglichkeit unerwünscht.

Zur Erzielung einer angenähert rechteckigen Empfindlichkeitskurve des Empfängers wird vorgeschlagen, eine der beteiligten Eigenfrequenzen mit überhörbar hoher Periode in einem kleinen Bereich pendeln zu lassen, so daß das überstrichene Frequenzband breiter ist, als die Summe aller Schwankungen.

Die dadurch entstehende genähert rechteckige Empfindlichkeitskurve wird diskutiert und mit einer

[12]) Nach einer Mitteilung von Prof. Esau in der H. Hertz-Gesellschaft 1928 nach Abschluß der Arbeit ist aber die Strahlung von den Kondensatoren selbst bei mm-Abständen schon erheblich und steigt schnell mit dem Abstand an. Es kann also hier nicht mehr entschieden werden, ob dem Oel, wie oben angenommen, oder der erhöhten Strahlung der größere Anteil an $R_2$ zuzuschreiben ist; andere Folgerungen, als diese, werden dadurch nicht beeinträchtigt.


Digitized by Google

dafür gebauten Apparatur bei Frequenzen um $10^8$ Hz aufgenommen und ausgemessen.

Der gleiche Effekt wird an Ueberlagerungsversuchen bei diesen Frequenzen untersucht und seine Anwendung auf einen Ueberlagerungsempfänger für sehr kurze Wellen erläutert.

Die beschriebenen Untersuchungen wurden von November 1927 bis Juli 1928 ausgeführt unter Leitung von Herrn Professor M. Reich; ihm möchte ich auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank sagen für sein Interesse und vielfache Förderung.

(Eingegangen am 20. Januar 1929.)

---

# Bemerkungen zu der Arbeit von H. Freese über „Beseitigung der Nebenfrequenzen beim statischen Frequenzwandler*)".

Von E. Kramar, Eberswalde.

Herrn Freese ist in der genannten Arbeit ein Versehen unterlaufen, wenn er in der Fußnote 3 gleichzeitig die Arbeit von H. Guillemin mit meiner als Beleg dafür nennt, daß während der Stoßhalbperiode „$\omega_{II}$" von dem $\omega_{II}$ der freien Schwingung nicht wesentlich verschieden ist. Gerade darin weicht meine Arbeit von der von H. Guillemin grundsätzlich ab, daß ich die Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis während der Stoßzeit als vollkommen fest annehme, also mit „großer Rückwirkung" arbeite, so daß die Stoßfrequenz $\omega_s$ im wesentlichen durch die Primärinduktivität $L_I$ und den Sekundärkreiskondensator $C_{II}$ bestimmt wird. Da aber $L_I$ etwa 10 mal größer ist als die Induktivität $L_{II}$ des Sekundärkreises, wird $\frac{\omega_s}{\omega_{II}} \sim 3$. Wie ich in der Fußnote 7 meiner Arbeit erwähnte, ist diese den praktischen Betriebsverhältnissen angenäherte Voraussetzung der großen Rückwirkung für den Wirkungsgrad des Frequenzwandlers von grundlegender Bedeutung.

Bezüglich der Kurvenform der Stromablenkung im Braunschen Rohre (S. 5 der Arbeit) ist nicht zu ersehen, wieso die hier angegebene Schaltung besonders sinusförmigen Auszugsstrom ergeben soll. Da selbst bei sinusförmiger EMK der Maschine infolge ihres Spannungsabfalles und des bestimmt nicht sinusförmigen Maschinenstromes die Klemmenspannung unter allen Umständen Oberwellen enthalten muß, wird durch den hier angegebenen kapazitiv-ohmschen Spannungsteiler je nach der Größe des Abgriffes am Widerstande ein mehr oder weniger verzerrter Auszugsstrom für das Braunsche Rohr erhalten werden. Ein Bild für den zeitlichen Verlauf des Stoßvorganges und ein Vergleich der Kurvenform des Sekundärkreisstromes während des Stoßes mit dem der freien Schwingung ist durch eine zeitlich nicht genau definierte, unregelmäßige Ablenkung, wie sie durch den verzerrten Primärstrom oder einer Transformation desselben erhalten wird, nicht möglich. Am sichersten gewährleistet ein an die Maschine lose angekoppelter, schwach gedämpfter Resonanzkreis bzw. bei noch schärferen Anforderungen ein Resonanzgebilde in Art der Siebketten Sinusform für die Ablenkung.

*) Ds. Ztschr. 33, S. 1 und 41, 1929.

(Eingegangen am 15. März 1929.)

---

Von F. Gutzmann, Berlin-Tempelhof.

In dem zweiten Teil seiner Arbeit behandelt H. Freese die Wirkungsweise eines Absorptionssystems nach Patenten der C. Lorenz A.-G. (z. B. Brit. Pat. Nr. 263825). Der Verfasser stellt dabei (S. 43) fest, daß „die erwartete Reinigung durch ein Absorptionssystem wirklich in weitgehendem Maße zu erreichen ist" und bei seinen Experimenten erreicht worden ist. Vergleicht man aber den prozentualen Nebenwellengehalt mit und ohne eingeschaltete Absorptionskreise, so ist in den vom Verfasser als günstig betrachteten Fällen (Bild 9—12, 20, 21, 29, 30) so gut wie gar keine Wirkung der Kreise auf die relative Amplitude der Nebenwellen zu sehen. Nur in dem einen Fall der „zu festen Ankopplung" (Bild 22) ist eine merkliche Schwächung der Nachbarnebenwellen, dafür aber eine Verstärkung einer weiter abliegenden Welle zu bemerken. Da nach der Messung die Nebenwellenamplituden durch die Absorptionskreise kaum geändert werden, kann der glattere Verlauf der Oszillogramme (geringere Amplitudenschwankung) nach Einschalten des Absorptionssystems nur auf einer Phasenverschiebung der einzelnen Nebenwellen gegeneinander und gegen die Hauptwelle beruhen. Da für die Störungsfreiheit eines Senders aber nur die Amplituden der Nebenwellen maßgebend sind, ist eine Nebenwellenbeseitigung überhaupt nicht erzielt worden.

Die C. Lorenz A.-G. legt demgegenüber Wert darauf, festzustellen, daß mit Hilfe eines derartigen Absorptionssystems eine fast völlige Störbefreiung erzielt werden kann, wenn es vorteilhafter dimensioniert und geschaltet wird. Es ist zu bedauern, daß der Verfasser sich bei der Anfertigung der Arbeit nicht mit der C. Lorenz A.-G. in Verbindung gesetzt und sich nicht bei dieser Firma über die verwendeten Dimensionen und Schaltungen erkundigt hat.



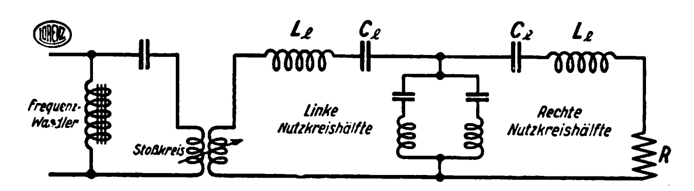
Die charakteristische Größe des Absorptionssystems ist das Verhältnis von Widerstand für die Hauptwelle ($r_h$) zu Widerstand für die Nebenwelle ($r_n$), das sich bei Freese aus der Resonanzkurve (Bild 19) zu nur etwa $\frac{4{,}8}{0{,}3} = 16:1$ ergibt.

Für genügend schwache Dämpfung ($\vartheta$) ergibt sich als Annäherungsformel für dieses Verhältnis: $\frac{r_h}{r_n} = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{n \cdot \vartheta}\right)^2$, wobei $n$ die Vervielfachungsziffer der Hauptwelle sein soll. So läßt sich z. B. für $n = 15$ ohne Schwierigkeit $\left(\text{bei } \frac{\vartheta}{\pi} = \frac{1}{150}\right)$ $\frac{r_h}{r_n} = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot 150}{15 \cdot 1}\right)^2 = 800:1$ erreichen, wenn man die in der Praxis brauchbaren Frequenzen (Grundfrequenz größer als 7000 Hertz) und für mittlere bis größere Sender übliche Spulengrößen verwendet.

Allerdings ist es ziemlich kostspielig, für die von dem Verfasser verwendeten niedrigeren Frequenzen (Grundfrequenz nur ca. 500 Hertz) genügend dämpfungsfreie Spulen zu bauen.

Um den Nebenwellen einen möglichst günstigen Nebenweg zu schaffen, muß man den Widerstand des Absorptionssystems für die Nebenwelle ($r_n$) möglichst klein machen gegenüber dem Widerstand des Nutzzweiges, in den die Nebenwelle nicht eindringen soll. Beschränkt wird diese Möglichkeit dadurch, daß wegen des begrenzten Verhältnisses $\frac{r_h}{r_n}$ bei kleiner werdendem $r_n$ auch $r_h$ kleiner wird. $r_h$ muß aber bedeutend größer sein als der Nutzzweigwiderstand, da sonst zu große Verluste (da $r_h$ reiner Wattwiderstand) auftreten. Aus diesem Grunde ist es fernerhin vorteilhaft zur restlosen Ausnutzung der durch das Absorptionssystem gegebenen Möglichkeiten, dasselbe an eine reine Wattspannung zu legen.

Die Firma C. Lorenz ist deshalb bald nach den ersten Versuchen zu folgender Schaltung übergegangen (D. R. P. angemeldet):




Es wird ein geteilter Resonanzkreis benutzt ($L_l$, $C_l$ ist in Resonanz für die Hauptwelle), an dessen Spannungsknoten das Absorptionssystem gelegt wird. $R$ sei der Belastungs-(Nutz-)Widerstand. Lasse ich 10% Verluste (90% Wirkungsgrad) des Absorptionssystems zu, so muß ich $r_h$ ungefähr gleich $10\,R$ machen. Unter Verwendung eines Absorptionssystems mit $\frac{r_h}{r_n} = 800:1$ würde $r_n = \frac{1}{80}\,R$ werden, also fast einen praktischen Kurzschluß für die Nebenwellen im rechten Teil des Nutzkreises darstellen. Nehmen wir ferner an, daß $\omega_h\, L_l = 10\,R$ ist, so ergibt sich die Wirkung des Absorptionssystems angenähert aus folgender Rechnung:

$e_h$ in den Nutzkreis induzierte Hauptwellenspannung,
$e_n$ in den Nutzkreis induzierte Nebenwellenspannung,
$i_h$ Hauptwellenstrom in rechter Nutzkreishälfte,
$i_n$ Nebenwellenstrom in rechter Nutzkreishälfte,
$x$ Verstimmung.

**A. Ohne Absorptionssystem.**

$$i_h \approx \frac{e_h}{R}$$

$$i_n \approx \frac{e_h}{2 \cdot (\omega_h\, L_l \cdot 2\,x)} = \frac{e_h \cdot n}{2 \cdot \omega_h \cdot L_l \cdot 2 \cdot 2} = \frac{e_h \cdot n}{8\, \omega_h\, L_l}$$

$$\frac{i_n}{i_h} = \frac{e_n}{e_h} \cdot \frac{R}{\omega_h\, L_l} \cdot \frac{n}{8} \approx \frac{e_h}{e_h} \cdot 0{,}2.$$

**B. Mit Absorptionssystem.**

$$i_h \approx \frac{e_h}{R}$$

$$i_n \approx \left(\frac{e_n}{\omega_h L_l \cdot 2\,x} \cdot r_n\right) \cdot \frac{1}{\omega_h\, L_l \cdot 2\,x}$$

$$\frac{i_n}{i_h} = \frac{e_n}{e_h} \cdot \left(\frac{R \cdot n}{\omega_h\, L_l \cdot 4}\right)^2 \cdot \frac{r_n}{R} = \frac{e_n}{e_h} \cdot \left(\frac{0{,}1 \cdot 15}{4}\right)^2 \cdot \frac{1}{80} \approx \frac{e_n}{e_h} \cdot 0{,}002$$

**C. Relative Verbesserung durch Absorptionssystem.**

$$\frac{\left(\frac{i_n}{i_h}\right)_{\text{mit Absorptionssystem}}}{\left(\frac{i_n}{i_h}\right)_{\text{ohne Absorptionssystem}}} = \frac{\frac{e_n}{e_h} \cdot \left(\frac{R}{\omega_h\, L_l} \cdot \frac{n}{4}\right)^2 \cdot \frac{r_n}{R}}{\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{R}{\omega_h\, L_l} \cdot \frac{n}{4}\right)}$$

$$= 2 \cdot \frac{R}{\omega_h\, L_l} \cdot \frac{n}{4} \cdot \frac{r_n}{R}$$

$$= 2 \cdot 0{,}1 \cdot \frac{15}{4} \cdot \frac{1}{80} \approx \frac{1}{100}$$

d. h. in dem von uns gewählten noch keineswegs besonders günstigen Beispiel erniedrigen die Absorptionskreise die Nebenwellenamplituden auf ca. den hundertsten Teil. Durch ein derartig dimensioniertes Absorptionssystem werden aber auch die weiter abliegenden Nebenwellen erheblich verringert.

Bei $\frac{e_n}{e_h} = 0{,}5$ (praktisch vorkommende Größenordnung) würde die Nachbarnebenamplitude im Nutzwiderstand etwa 1‰ der Hauptwellenamplitude betragen, was den praktischen Verhältnissen ungefähr entsprechen dürfte. Die zulässigen Nebenwellen dürfen erfahrungsgemäß höchstens $\frac{1}{1000} \div \frac{1}{10000}$ der Hauptwellenamplitude betragen, d. h. bei einem 10 kW-Sender höchstens eine Leistung von $\frac{1}{100} \div \frac{1}{10000}$ Watt führen. Derartig schwache Nebenwellen können natürlich nicht mehr nach der Resonanzmethode (Wellenmesser), sondern nur noch durch Ueberlagerungsempfang gemessen werden.

Zusammenfassend soll gesagt werden, daß es mittels geteilten Nutzkreises und richtig dimensionierten Absorptionssystems gelingt, praktische Nebenwellenfreiheit eines Senders zu erzielen.

Die praktischen Schwierigkeiten liegen hauptsächlich in der Vermeidung unerwünschter Kopplungen beim Aufbau des Senders.

(Eingegangen am 5. April 1929.)

Digitized by Google

# Erwiderung auf vorangehende Bemerkungen.

Von **H. Freese**, Berlin.

I. Zur Bemerkung von E. Kramar.

Punkt 1. Die Fußnote 3 meiner Arbeit soll den Leser nur darauf hinweisen, daß sowohl Herr Guillemin wie Herr Kramar sich mit der Frage der Stoßbreite beschäftigt haben, womit nicht gesagt ist, daß die Behandlung und die Ergebnisse der erwähnten Arbeiten sich miteinander decken. Auf meine Rechnung ist der Standpunkt zu diesen Fragen aus dem Grunde ohne Einfluß, weil sie sich bewußt auf die durch Dämpfung allein hervorgerufenen Nebenwellen beschränkt.

Punkt 2. Zum besseren Verständnis des Ablenkungskreises, Bild 8, ist zu erwähnen, daß bei der Mischung von Ohmschem und kapazitivem Widerstand der letztere immer bedeutend höher gehalten wurde als der erste, d. h. es wurden nie große Variationen des Phasenwinkels benötigt. In der somit vorwiegend kapazitiven Spannung sind die Oberwellen nahezu proportional zu ihrer Frequenz geschwächt, was sich in einer deutlichen Verbesserung der Sinusform des Kurvenbildes auch experimentell in der Braunschen Röhre erkennen ließ.

II. Zur Bemerkung von F. Gutzmann.

Der Hauptgrund für den beträchtlichen quantitativen Unterschied meiner Ergebnisse gegen die in der FT-Praxis bekannten Forderungen an Nebenwellenfreiheit wird von Herrn Gutzmann ganz mit Recht in der Schwierigkeit gefunden, für den Betrieb mit 500 Hz Grundfrequenz genügend dämpfungsfreie Spulen zu bauen. Andererseits aber wäre bei den in der Praxis mit höheren Grundfrequenzen vorkommenden viel schwächeren Dämpfungen ein unmittelbarer Vergleich der Kurvenformen in der Braunschen Röhre nicht mehr möglich gewesen. Die Braunsche Röhre hat aber gerade den Vorzug vor allen Wellenmeßmethoden, unmittelbar den Stromverlauf zu zeigen. Die Kombination: kleine Grundfrequenz, Braunsche Röhre war wie gesagt das, was mir zur Verfügung stand, und es würde gewiß interessieren, wie genau etwa bei höheren Grundfrequenzen und Ueberlagerungsanalyse das Experiment die Rechnung bestätigt.

(Eingegangen am 29. April 1929.)

# Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

**Störbefreiung bei Hochfrequenzmaschinen.**

D.R.P. 474 373, Klasse 21a[4], Gruppe 1 (Lorenz), Pat. vom 13. August 1926, ausgegeben am 5. April 1929.

Bei Hochfrequenzmaschinen treten infolge des geringen exzentrischen Laufes des Rotors störende Ströme im Rhythmus der Umdrehungsfrequenz der Maschine auf, die sich als Trillertöne oder dgl. bemerkbar machen. Erfindungsgemäß soll diese unerwünschte Modulationsspannung durch eine Kompensationsspannung mit Hilfe eines im Rhythmus der

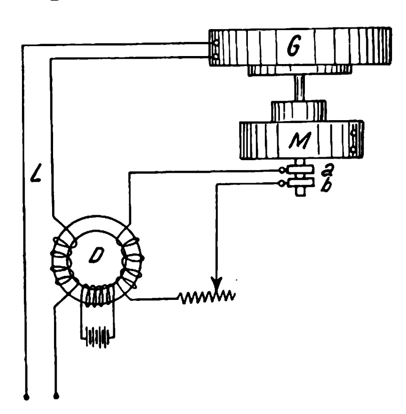



Bild 1.

Störfrequenz beeinflußten Widerstandes, z. B. mit einer Eisendrossel, beseitigt werden, indem der Gleichstromsteuerwicklung ein Wechselstrom von der Störfrequenz überlagert wird. Eine solche Anordnung zeigt z. B. das Bild 1, bei dem die Wickelung des Gleichstrommotors *M* mit Fremderregung an zwei Diametralpunkten angezapft und zu zwei Schleifringen *a* und *b* geführt ist. Im Hochfrequenzkreis *L* der Hochfrequenzmaschine *G* ist eine Steuerdrossel mit Vormagnetisierung *D* eingeschaltet, deren Sekundärwickelung über einen Regulierwiderstand mit den Schleifringen *A* und *B* verbunden ist. Die Anzapfung des Gleichstrommotors muß so gewählt sein, daß Spannung und Phase so liegen, daß der gewünschte Effekt erreicht wird. Es ist dazu nötig, unter Umständen den Rotor des Gleichstrommotors gegenüber dem Rotor der Hochfrequenzmaschine zu verdrehen.

**Piezoelektrische Wellenkontrolle.**

D.R.P. 472 549, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Lorenz), Pat. vom 25. Juni 1927, ausgegeben am 4. März 1929.

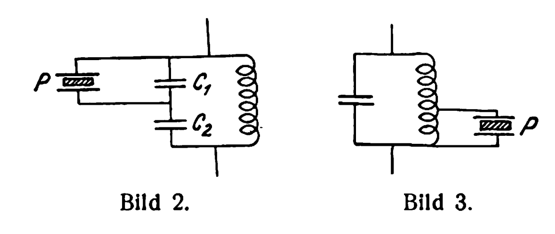



Bild 2. Bild 3.

Bei der Verwendung von Piezokristallen zur Steuerung von Röhrensendern tritt die Schwierigkeit auf, daß die Kristalle hohen Spannungen ausgesetzt sind, wodurch sie leicht zerstört werden können. Gemäß der Erfindung soll dieser Nachteil dadurch be-


Digitized by Google

seitigt werden, daß die Kristalle nur mit einem Teil der Selbstinduktion oder der Kapazität des Schwingungskreises gekoppelt sind. In Bild 2 ist zu diesem Zweck die Kapazität des Schwingungskreises in zwei Teilkapazitäten $C_1$ und $C_2$ unterteilt, und der Piezokristall $P$ mit einer dieser beiden Kapazitäten verbunden. In Bild 3 ist der Piezokristall $P$ mit einem Teil der Selbstinduktion des Schwingungskreises verbunden.

### Piezoelektrische Wellenkontrolle.

Franz. Pat. 651 817 (Societé Mat. Tel., 27. März 1928), veröffentlicht am 28. Februar 1929.

Bei der Steuerung von Röhrensendern mit Piezokristallen sind diese häufig so hohen Belastungen ausgesetzt, daß eine Zerstörung des Kristalles eintritt. Dieses soll dadurch vermieden werden, daß die Kapazität im Innern der Röhre zwischen Anode und

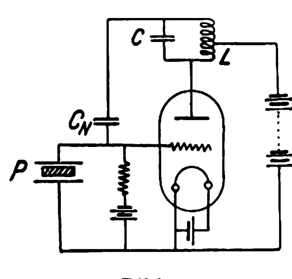



Bild 4.

Gitter neutralisiert wird. Eine solche Anordnung zeigt Bild 4. Der im Anodenkreis liegende Schwingungskreis $L/C$ besitzt eine Mittelanzapfung der Spule $L$, mit der die Anodenbatterie verbunden ist, während zwischen Gitter und Ende des Schwingungskreises ein Neutrodyne-Kondensator $C_N$ eingeschaltet ist.

### Kurzwellen-Röhrensender.

D.R.P. 473 741, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Telefunken), Patent vom 6. Februar 1927, ausgegeben am 20. März 1929.

Bei fremdgesteuerten Röhrensendern zur Erzeugung kurzer Wellen bietet die Übertragung der Energie von einer Verstärkerstufe zur nächsten Schwierigkeit, da eine gegenseitige Beeinflussung der Verstärkerröhren sorgfältig vermieden und daher ein genügender Abstand gewahrt werden muß. Mit Rück-

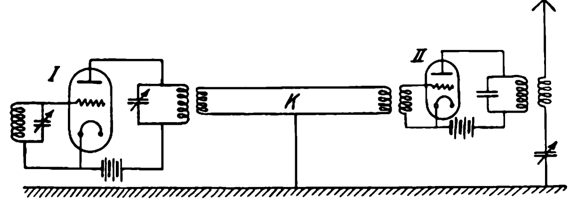



Bild 5.

sicht auf die gering zu haltende Selbstinduktion kann andererseits der Schwingungskreis nicht so groß bemessen werden, wie dieses notwendig wäre.

Erfindungsgemäß wird zur Energieübertragung von der einen Verstärkerstufe zur anderen ein besonderer Zwischenkreis verwendet, der so dimensioniert ist, daß seine Länge mindestens von der Größenordnung der Wellenlänge der Betriebsschwingung ist, so daß die Stromverteilung in diesem Übertragungskreis nicht mehr quasistationär ist. Eine solche Anordnung zeigt Bild 5. Zwischen Steuerröhre 1 und Kraftröhre 2 ist ein Zwischenkreis $K$ eingeschaltet, der zweckmäßig auf Erdpotential gehalten wird. Dieser Kopplungskreis kann eine elektrische Länge von mehreren Wellenlängen besitzen.

### Kurzwellen-Röhrensender.

D.R.P. 472 732, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Lorentz), Pat. vom 12. Januar 1926, ausgegeben am 4. März 1929.

Bei Röhrensendern zur Erzeugung kurzer Wellen treten leicht wilde Schwingungen auf, deren Schwingungskreiskapazität im wesentlichen durch die innere Röhrenkapazität zwischen Gitter und Anode gebildet wird, so daß durch die Gitter- bzw. Anodenleitungen verhältnismäßig starke Ströme sehr hoher Frequenz fließen. Um diesen Nachteil zu beseitigen, wurde vorgeschlagen, Ohmsche Widerstände in die Zuleitungen einzuschalten, so daß die wilden Schwingungen sich infolge zu starker Dämpfung nicht mehr selbst erregen können. Erfindungsgemäß sollen als Dämpfungswiderstände Glühlampenwiderstände ohne Sockel verwendet werden, da diese die Eigenschaft haben, praktisch vollkommen kapazitätsfrei zu sein und nur eine sehr geringe Selbstinduktion aufweisen.

### Fading-Beseitigung.

D.R.P. 472 659, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Esau), Pat. vom 11. November 1925, ausgegeben am 4. März 1929.

Zur Beseitigung des Fadingeffektes verwendet man zur Übermittlung eines Telegrammes häufig zwei verschiedene Wellen. Erfindungsgemäß sollen die beiden

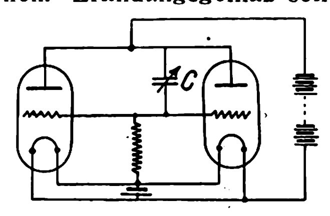



Bild 6.

Senderfrequenzen durch die in Bild 6 dargestellte Anordnung mit zwei Röhren erzeugt werden. Die Erzeugung der beiden verschiedenen Frequenzen erfolgt dadurch, daß zwischen den Verbindungsleitungen der Elektroden eine variable Kapazität $C$ unsymmetrisch eingeschaltet ist.

### Last-Ausgleichsschaltung für Röhrensender.

Franz. Pat. 651 720 (Telefunken) vom 24. März 1928, veröffentlicht am 27. Februar 1929.

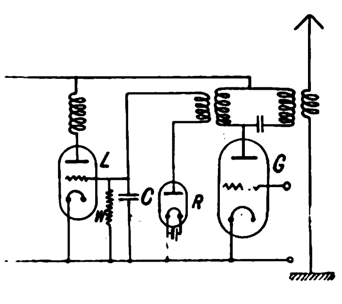



Bild 7.

Digitized by Google

Bei der in Bild 7 dargestellten Tastschaltung mit Ausgleichsröhre soll eine Steuerung der Lastausgleichsröhre $L$ durch die im Generator $G$ erzeugten Hochfrequenzschwingungen erfolgen. Zu diesem Zweck ist im Gitterkreis der Lastausgleichsröhre $L$ ein Widerstand $W$, eine Kapazität $C$ sowie eine Gleichrichter-Röhre $R$ eingeschaltet und dieser Kreis mit dem Schwingungskreis der Generatorröhre $G$ gekoppelt. Durch diese Anordnung wird erreicht, daß je nach der Stärke der auftretenden Hochfrequenzschwingungen die Vorspannung an der Lastausgleichsröhre derart gesteuert wird, daß beim Tasten stets eine konstante Belastung der Generatorröhre $G$ eintritt.

### Richtantennen-System.

D.R.P. 474 123, Klasse 21a[4], Gruppe 46 (Hahnemann), Pat. vom 5. August 1924, ausgegeben am 27. März 1929.

Die Erfindung bezweckt eine möglichst scharfe Richtwirkung durch eine Mehrzahl von Antennen zu erreichen, die in bestimmten Abständen von einander angeordnet sind. Der Abstand $d$ der Antennen $A_1$, $A_2$,

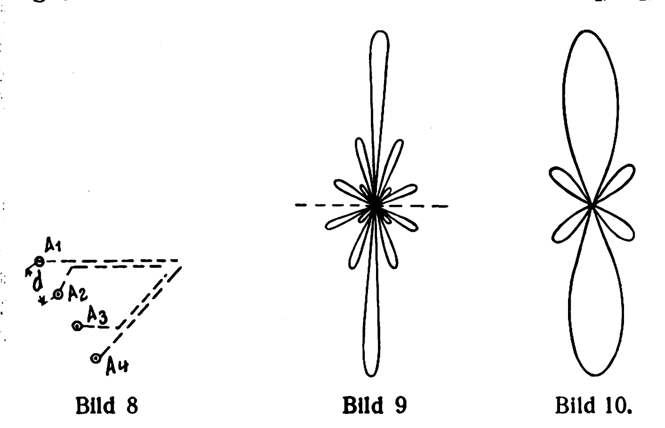



Bild 8 Bild 9 Bild 10.

$A_3$, $A_4$ (Bild 8) berechnet sich nach der Formel

$$d = \frac{n-1}{n} \cdot \lambda \qquad \begin{aligned} \lambda &= \text{Wellenlänge} \\ n &= \text{Zahl der Antenne} \end{aligned}$$

Die Richtcharakteristik einer solchen Anordnung mit drei Antennen zeigt Bild 9, während in Bild 10 die Richtcharakteristik für fünf Antennen dargestellt ist.

### Bildübertragung.

D.R.P. 473 331, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Lorenz), Pat. vom 21. September 1927, ausgegeben am 14. März 1929.

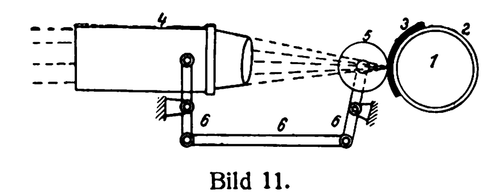



Bild 11.

Bei der Bildübertragung ist man häufig gezwungen Bildflächen abzutasten, die eine verschiedene Niveauhöhe besitzen, wie z. B. bei Übertragung von Steckbriefen mit aufgeklebter Photographie. Bei dem verhältnismäßig geringen Abstand des Linsensystems vom Bildoriginal üben schon die geringsten Abweichungen in dem fest eingestellten Abstand eine sehr schädliche Rolle aus. Erfindungsgemäß soll dieser Mangel dadurch beseitigt werden, daß das Linsensystem verschiebbar angeordnet wird und der Abstand von der abzutastenden Bildfläche selbsttätig konstant gehalten wird. Eine solche Anordnung ist z. B. in Bild 11 dargestellt. Auf der Walze 1 sei die Handschrift 2 aufgespannt, auf die eine Photographie 3 aufgeklebt ist. Mit Hilfe eines mechanischen Tastorgans, das aus einem kleinen Rädchen 5 und dem Doppelhebel 6 besteht, wird das Linsensystem 4 derart verschoben, daß der Abstand des Linsensystems von der Bildfläche stets konstant bleibt.

### Anordnung für Lichtsteuerung.

D.R.Z. 473 650, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 19. August 1925, ausgegeben am 21. März 1929.

Bei der Ausnutzung des elektrostatischen Kerr-Effektes besteht die Schwierigkeit darin, daß die in Betracht kommenden Flüssigkeiten hoher Dielektrizitätskonstante ein verhältnismäßig sehr großes und sich veränderndes Leitvermögen besitzen. Erfindungsgemäß sollen diese Schwierigkeiten dadurch beseitigt werden, daß die Beeinflussung der Kerrzelle durch sehr hohe Frequenzen ($10^6$ Per/sec oder mehr) erfolgt. Zweckmäßig werden zu diesem Zweck die empfangenen Zeichen auf eine kleine Hochfrequenzgeneratorröhre durch Modulation zur Einwirkung gebracht.

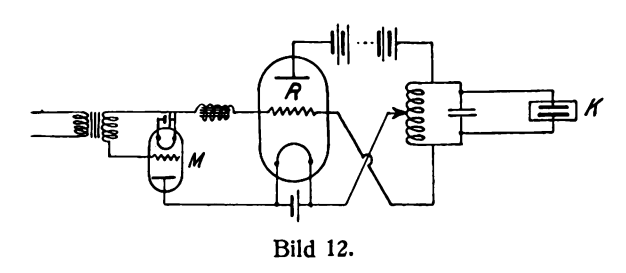



Bild 12.

Eine solche Anordnung ist z. B. in Bild 12 dargestellt, bei der die Kerrzelle $K$ mit dem Schwingungskreis eines Röhrensenders $R$ verbunden ist. Der Röhrensender erzeugt eine Hochfrequenz von $10^6$ Per/sec oder mehr. Die empfangenen Zeichen beeinflussen den Gitterkreis einer Modulationsröhre $M$, die im Gitterkreis der Generatorröhre $R$ eingeschaltet ist.

### Anordnung zur Lichtsteuerung.

D.R.P. 473 772, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 7. August 1926, ausgegeben am 2. April 1929.

Die Erfindung betrifft eine Anordnung zur Lichtsteuerung, bei der der Effekt der diffusen Lichtzerstreuung verwendet werden soll, der auftritt, wenn Licht durch ein durchsichtiges Medium gelangt, in welchem sich ein Körper von nahezu gleichem Brechungsindex befindet (vgl. Ann. d. Phys. (4), **78**, S. 157, 1925). Dieser Effekt soll erfindungsgemäß zur Lichtsteuerung dadurch verwendet werden, daß der Brechungsindex des durchsichtigen Mediums oder des darin befindlichen durchsichtigen Körpers oder beider gleichzeitig durch die Steuerströme beeinflußt wird, und zwar in einem Gebiet, wo die Brechungsindices einander fast gleich sind. In diesem Gebiet tritt nämlich eine fast sprunghafte Änderung der Intensität des durchgelassenen Lichtes auf. Bild 13 zeigt z. B.

Digitized by Google

die Verteilung des Lichtes, wenn die Brechungsindices gleich sind. In diesem Falle gehen die Lichtstrahlen durch das Medium *M* und den eingeschlossenen Körper *K* ohne jede Störung hindurch, da in diesem Falle der Körper *K* optisch nicht vorhanden ist. Werden jedoch die Brechungsindices geändert, so wird durch den

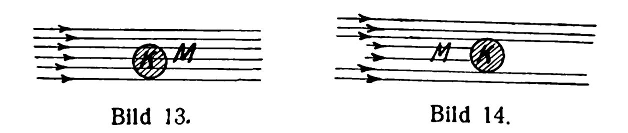



Bild 13. Bild 14.

Körper *K* fast alles auffallende Licht durch diffuse Reflektion und Brechung absorbiert. Der Körper bildet in diesem Falle einen Schatten, wie dieses das Bild 14 zeigt.

### Empfänger für Bildübertragung.

D.R.P. 474 371, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Iszerstedt), Pat. vom 15. Mai 1927, ausgegeben am 2. April 1929.

Die Erfindung betrifft einen Empfänger für Bildübertragung mit Hilfe einer Zellenplatte und verschiebbaren Stiften, deren Endflächen die Bildelemente

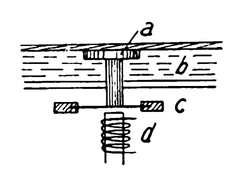



Bild 15.

darstellen. Erfindungsgemäß sollen die verschiebbaren Stifte *a* in einer Farbflüssigkeit *b* gelagert und mehr oder weniger weit gegen die Oberfläche der Flüssigkeit verschiebbar sein, um mit geringer Verschiebung einen großen Unterschied in der Sichtbarkeit der Stiftendflächen und damit eine große Deutlichkeit des Bildes zu bewirken. Die Stifte *a* können an Membranen *c* befestigt sein, die durch Elektromagnete *d* bewegt werden. Bei der praktischen Ausbildung können sich entweder schwarze Stifte in weißer Flüssigkeit oder weiße Stifte in dunkler Flüssigkeit befinden. Im ersten Falle tritt eine Aufhellung beim Abziehen der Stifte, im zweiten Falle bei Annäherung der Stifte an die Bildplatte ein.

### Die neuen deutschen Hochfrequenz-Patente

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabetag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 472 198 | 21e/54 | 4. 3. 29 | Gleitwiderstand |
| 472 513 | 21a/54 | 4. 3. 29 | Hochohmwiderstand |
| *472 549 | $21a^4/8$ | 4. 3. 29 | Piezoelektrische Wellenkontrolle |
| 472 619 | 21c/22 | 4. 3. 29 | Steckeranschluß |
| 472 623 | 21g/31 | 4. 3. 29 | Verfahren zur Herstellung von Magnetkernen |
| *472 659 | $21a^4/9$ | 4. 3. 29 | Kurzwellen-Röhrensender |
| 472 687 | $21a^2/1$ | 4. 3. 29 | Einstellbare Kopfhörer |
| *472 732 | $21a^4/9$ | 4. 3. 29 | Kurzwellen-Röhrensender |
| 472 876 | $21a^2/36$ | 6. 3. 29 | Verstärker |
| 473 039 | $21a^2/41$ | 9. 3. 29 | Verstärker |
| 473 041 | 21c/22 | 8. 3. 29 | Steckerschutz |
| 473 225 | $21a^4/16$ | 14. 3. 29 | Tastvorrichtung |
| 473 226 | $21a^4/70$ | 20. 3. 29 | Einstell- und Ablesevorrichtung |
| 473 227 | $21a^4/74$ | 18. 3. 29 | Sperrkreis |
| 473 318 | 21c/40 | 14. 3. 29 | Kurvenscheibe |
| *473 331 | $21a^1/32$ | 14. 3. 29 | Bildtelegraphie |
| 473 332 | $21a^2/25$ | 14. 3. 29 | Lautsprechertrichter |
| 473 333 | 21e/22 | 14. 3. 29 | Steckerbuchse |
| 473 334 | 21c/22 | 14. 3. 29 | Steckkontakt |
| 473 421 | $21a^4/72$ | 16. 3. 29 | Verteiler |
| 473 573 | $21a^2/36$ | 18. 3. 29 | Verstärker |
| 473 577 | 21g/4 | 19. 3. 29 | Johnsen-Rahbeck-Relais |
| *473 650 | $21a^1/32$ | 21. 3. 29 | Lichtsteuerung |
| 473 656 | $21a^1/32$ | 20. 3. 29 | Synchronisierungs-Einrichtung |
| 473 658 | 21e/21 | 20. 3. 29 | Anschlußklemme |
| 473 660 | 21c/22 | 19. 3. 29 | Steckerklemme |
| *473 741 | $21a^4/9$ | 20. 3. 29 | Kurzwellen-Röhrensender |
| 473 742 | $21a^4/38$ | 25. 3. 29 | Detektor |
| *473 772 | 21a/32 | 2. 4. 29 | Bildtelegraphie |
| 473 773 | $21a^4/77$ | 22. 3. 29 | Röhrenfassung |
| 473 839 | $21a^2/1$ | 25. 3. 29 | Lautsprecher |
| 472 917 | 21f/40 | 23. 3. 29 | Röhrenkitt |
| 474 027 | $21a^2/41$ | 27. 3. 29 | Gegentaktverstärker |
| 474 086 | $21a^2/38$ | 26. 3. 29 | Plastischer Empfang |
| *474 123 | $21a^4/46$ | 27. 3. 29 | Richtantennensystem |
| 474 124 | 21E/27 | 27. 3. 29 | Kapazitätsmesser |
| 474 194 | $21a^2/36$ | 30. 3. 29 | Verstärker |
| 474 293 | $21a^4/68$ | 28. 3. 29 | Spulenschalter |
| 474 341 | $21a^4/64$ | 30. 3. 29 | Antenne |
| *474 371 | $21a^1/32$ | 2. 4. 29 | Bildempfänger |
| 474 372 | $21a^2/41$ | 4. 4. 29 | Verstärkerschaltung mit Rückkopplung |
| *474 373 | $21a^4/1$ | 5. 4. 29 | Störbefreiung bei Hochfrequenzmaschinen |
| 474 379 | 21g/7 | 5. 4. 29 | Vakuum-Selbstunterbrecher |
| 474 417 | $21a^2/41$ | 2. 4. 29 | Verstärkertransformator |
| 474 438 | $21a^4/47$ | 2. 4. 29 | Rahmenantenne |
| 474 567 | 21e/22 | 6. 4. 29 | Federnder Steckerstift |

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlich referiert.

# Referate.

**S. K. Waldorf.** Ein Verstärker für Oszillographen. (An amplifier to adapt the oszillograph to low-current investigations.) Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **47**, S. 594—597, 1928, Nr. 8.

Der Verstärker sollte für einen großen Frequenzbereich verzerrungsfrei arbeiten, mußte also auf Transformatoren, auch beim Anschluß an die Oszillographenschleife verzichten. Der Verstärker war zweistufig und widerstandsgekoppelt. Die zu messende Spannung wurde dem Gitter einer Western El. Röhre 102-D mit hoher Verstärkerzahl zugeführt; vom Widerstand im Anodenkreis ging man direkt auf die Gitter von 6 parallel geschalteten Röhren 104-D mit hohem Anodenstrom bei 160 Volt Anodenspannung. Zwischen dem negativen Pol der Anodenbatterie und der Zuleitung zur Kathode lag die Oszillographenschleife, in Serie mit einem Widerstand von 163 Ohm. Zur gleichmäßigen Belastung der Heizfäden der Endröhren waren zwei 200-Watt-Glühlampen (120 Volt) zu den beiden Zuleitungen der Kathode parallel gelegt; die Zuführung der Anodenspannung von der Oszillographenschleife her lag zwischen die-

Digitized by Google

sen beiden Glühlampen. Bei Aenderung der Gitterspannung am ersten Rohr zwischen 0 und 3,2 Volt verschob sich der Lichtfleck des Oszillographen linear mit der Spannung um 50 mm, ebenso groß war etwa die Restablenkung bei —3,2 Volt aus der Nullage. Durch dieses Zusatzgerät ist der Oszillograph für Hochspannungs- und Schwachstrommessungen geeignet. Prüfkurven bis zu Frequenzen von 4500 Hz sind wiedergegeben. E. Lübcke.

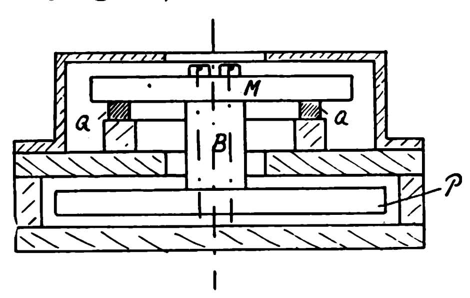
**R. M. Wilmotte.** Die Stromverteilung auf einer Sendeantenne. (The distribution of current in a transmitting antenna.) Journ. Inst. Electr. Eng. London **66**, S. 617—627, 1928.

Die Untersuchung wurde zur Prüfung der Frage vorgenommen, ob die gewöhnliche Annahme über die Stromverteilung auf einer Antenne mit den in der Praxis gemessenen Werten übereinstimmt. Die Messungen wurden an Antennen gemacht, welche zwischen zwei 30 m hohen und 90 m voneinander entfernten Masten aufgehängt waren. Am Fuß der Antenne war ein Gegengewicht ausgespannt, unter dem der Röhrensender aufgestellt war. Eine 11 m lange vertikale Antenne bestand aus 16 parallelen Drähten, die in Abständen von 1—2 m auf einem Holzring befestigt waren. Hier konnte man Amperemeter einschalten und mit dem Fernrohr ablesen. Auf diese Weise ließ sich der kapazitive Einfluß der Amperemeter vermeiden. Die Induktivität der Instrumente lag zwischen 0,1 und 0,15 $\mu$H und wurde berücksichtigt. Die Amperemeter waren Kontakt-Thermo-Amperemeter mit den Meßbereichen von 0,125 bis 1,5 Amp. Für den untersuchten Frequenzbereich von $\lambda = 15$ m bis $\lambda = 800$ m waren die Instrumentenfehler kleiner als 2%. Innerhalb dieses Frequenzgebietes stimmten die gemessenen Stromverteilungskurven sehr gut überein mit den unter der einfachen Annahme berechneten, daß die Stromverteilung sinusförmig ist. Die Grundwelle $\lambda$ der Antenne von der Länge $l$ ist nicht $\lambda = 4\,l$, wie die einfache Theorie besagt, sondern in Uebereinstimmung mit Abraham-Föppl $\lambda = 4{,}2\,l$. Der Einfluß der Drahtstärke auf die Stromverteilung wird theoretisch berechnet und experimentell bestätigt. Ferner wird die Stromverteilung bei L- und T-Antennen in Uebereinstimmung mit der Theorie beobachtet.

Der Einfluß eines Leiters, der in unmittelbarer Nähe der Antenne (1—6 m Abstand) aufgehängt war, wurde für die Stromverteilung studiert, wenn der Leiter isoliert, geerdet oder abgestimmt war. Die Wirkung auf die Stromverteilung ist vernachlässigbar klein. E. Lübcke.

**D. W. Dye.** Messungen des effektiven Widerstandes von Kondensatoren bei Hochfrequenz. (Basic measurements of the effective resistance of condensers at radio frequencies.) Proc. Phys. Soc. London **40**, S. 285—295, 1928.

Der benutzte Kondensator ist so konstruiert, daß eine Aenderung seiner Kapazität keine Aenderung der Verluste zur Folge hat. Eine starke Messingplatte $P$ ist mit einem Kupferblock $B$ nebst Platte $M$ verschraubt. Die Platte $M$ ruht auf drei Quarzzylindern $Q$ und hält $P$ in der Mitte zwischen den Außenbelegungen. Ohne die Platte $P$ hat die Anordnung eine Kapazität von 18 $\mu\mu F$. Mit drei Platten verschiedenen Durchmessers wurden die Kapazitäten 184, 314 und 494 $\mu\mu F$ gemessen. Die Messungen sind im Frequenzbereich von 10 bis 2000 kHz durchgeführt. Sie ergeben, daß sich die Verluste in guter




Annäherung darstellen lassen durch einen konstanten Widerstand $R_a$, einen effektiven Widerstand gebildet aus einem konstanten Verlustwinkel $\varphi$ des Isoliermaterials und seinem Kapazitätsbetrage $C_1$, umgekehrt proportional der Frequenz $\omega$ und dem Quadrat der Kapazität $C$. Der dritte Faktor des Widerstandes ist umgekehrt proportional dem Quadrat der Frequenz $\omega$ und der Kapazität $C$ und einem konstanten Parallelwiderstand $S$. Der Ausdruck für den effektiven Widerstand $R$ lautet also:

$$R = R_a + \varphi\, C_1/C^2\omega + 1/SC^2\omega^2.$$

Für den angegebenen Kondensator ergeben sich die Zahlenwerte:

$$R = 0{,}007 + 7{,}5\cdot 10^{-15}/C^2\omega + 4\cdot 10^{-10}/C^2\omega^2 \text{ Ohm.}$$

E. Lübcke.

**Satyendranath Ray.** Ein einfaches Goldblatt-Elektrometer für Hochfrequenzmessungen. (A simple gold-leaf-electrometer for high-frequency measurements.) Proc. Phys. Soc. London **40**, S. 307—311, 1928.

Das Instrument soll folgenden Bedingungen genügen, um bei Hochfrequenzversuchen Strom oder Spannung in einzelnen Geräteteilen schnell und leicht

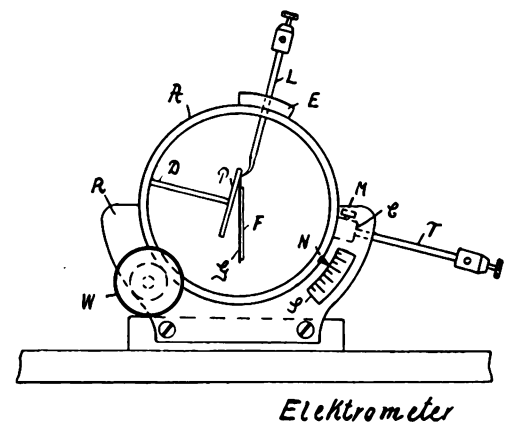



Bild 1.

messen zu können: 1. genügende Empfindlichkeit, 2. schnelle Einstellung, 3. geringer Energieverbrauch, 4. Ablesung unabhängig von der Frequenz und 5. möglichst geringe Störung in der übrigen Apparatur, außerdem so einfach wie möglich, billig und tragbar. Nach verschiedenen Versuchen ergab es sich, daß

Digitized by Google

ein Goldblatt-Elektrometer diese Anforderungen am besten erfüllte. Bild 1 zeigt die Aufsicht auf das Instrument. Dies besteht aus einer drehbaren, kreiszylindrischen Metalldose *A*, die vorn und hinten mit Glas abgedeckt ist. Mit dem Gehäuse durch *D* fest verbunden ist eine Messingplatte *P*, 20 mm lang und 5 mm breit; auf sie ist mit Schellack ein Glimmerstreifen von 0,01 mm Dicke aufgeklebt. Das Goldblatt *G* von etwa 1 mm Breite und 15 mm Länge ist an dem starken Messingdraht *L* befestigt, der seinerseits durch den Hartgummiklotz gegen das Gehäuse

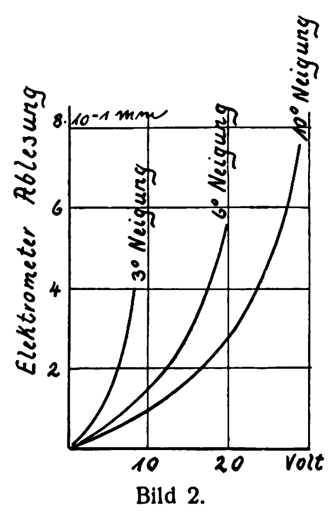


Bild 2.

isoliert ist. Das Goldblatt ist durch einen feinen Glasfaden *F* von 0,08 mg Gewicht bei 0,05 mm Durchmesser und 25 mm Länge versteift. Der bewegliche Teil wiegt 0,12 mg. Zur Einstellung des Empfindlichkeitsbereiches kann das ganze Gehäuse *A* durch die Schraube *W* in den Lagern *R* um einen Winkel gedreht werden, der mit dem Zeiger *N* an der Skala *S*

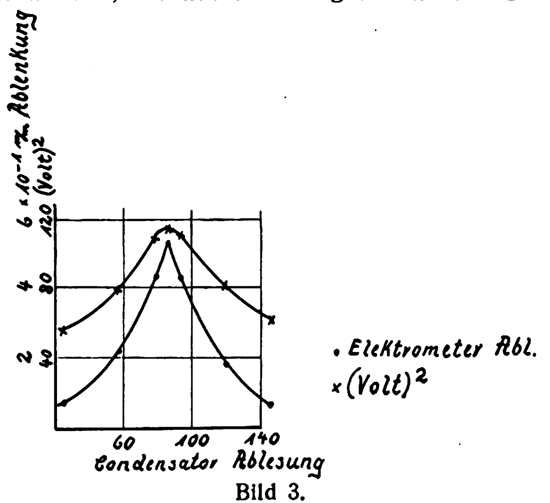


Bild 3.

abgelesen werden kann. Die Zuleitung zum Gehäuse *T* ist in *C* verschiebbar und dient zum Festhalten des Goldblatts beim Transport. Das Gehäuse *A* kann auch aus Isoliermaterial hergestellt werden.

Kleine Spannungen kann man bei kleinem Winkel zwischen der Platte *P* und dem Goldblatt *G* messen. Für genaue Messungen ist ein Mikroskop mit 10-facher Vergrößerung und einer in Zehntel Millimeter geteilten Strichplatte erwünscht. Eichkurven zeigt Bild 2. Bei 6° Neigung kann man z. B. 15 Volt mit einer Genauigkeit von 1,5 % messen. Im unteren Teil der Eichkurven erhält man rein quadratischen Verlauf, im oberen ist die Steigung größer. Ankleben des Goldblattes an dem Glimmerbelag der Platte *P* ließ sich durch Bestäuben mit feinstem Talkpuder vermeiden. Die Eichung ist sehr konstant, Nullpunktsfehler traten bei monatelangem Gebrauch nicht auf. Zur Vermeidung von Fehlern durch Kontaktpotential wird das Instrument wie alle Elektrometer in idiostatischer Schaltung mit Wechselspannung geeicht. Die Dämpfung ist nahezu aperiodisch bei einer Schwingungsdauer von weniger als 0,5 sec.

Die Kapazität im Messinggehäuse schwankt von 4,5 $\mu\mu F$ bei 3° Neigung bis 4,0 $\mu\mu F$ bei 20° Neigung. Im Isoliergehäuse sind die entsprechenden Werte 2,0 und 1,5 $\mu\mu F$. Eine mit dem Instrument aufgenommene Resonanzkurve zeigt das Bild 3. Die Elektrometerablesung (untere Kurve dargestellt durch *o*) ergibt einen wesentlich schärferen Resonanzpunkt als ein rein quadratisches Gerät (obere Kurve mit *x*). Die Leistungsfähigkeit des Instrumentes zeigen auch folgende Zahlenwerte: Bei $10^6$ Hz mit 200 $\mu\mu F$ im Kreise erhielt man ganz scharfe Resonanz bei 6 Volt Spannung. Dies entspricht einem Strom von nur 7,5 mA. Nimmt man den Hochfrequenzwiderstand des Kreises zu 8 Ohm an, dann verflacht das Einschalten eines Hitzdrahtes die Resonanzkurve und läßt bei 4 Ohm Widerstand das Strommaximum auf 5 mA sinken. Um denselben Strom zu erhalten, müßte man dann die Kopplung etwa 50 % enger machen. E. Lübcke.

**Arthur Bramley.** Der Kerr-Effekt in Wasser bei Hochfrequenz. (Kerr-effect in water due to high frequency radio waves.) Journ. Franclin Inst. **206**, S. 151—157, 1928, Nr. 2.

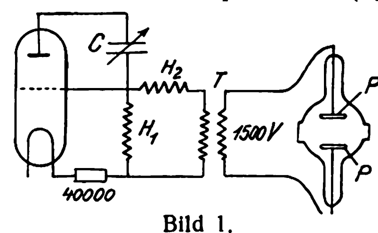


Bild 1.

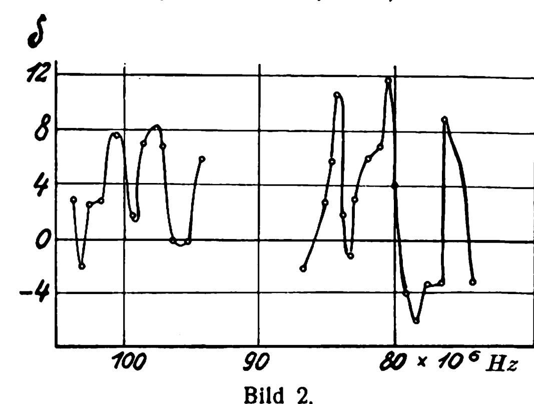


Bild 2.

Bei Wellenlängen zwischen 300 und 3 cm sind in Wasser eine Reihe von Absorptionslinien gefunden. Ihr Vorhandensein macht die Bestimmung der Dielektrizitätskonstante wässeriger Lösungen in einer Hochfrequenzbrückenanordnung recht unsicher. Das

Digitized by Google

·lektrische Spektrum des Wassers wurde durch Messung des Kerr-Effekts in Wasser bestimmt. Die Schaltung zeigt Bild 1. $C$ ist zwischen 60 und 00 cm veränderlich. $H_1$ und $H_2$ sind Hochfrequenz-pulen, $T$ ein Transformator, mit dem man an die Platten $P$ der Kerr-Zelle Spannungen von 1500 Volt egen konnte. $P$ waren Nickelelektroden in 1,6 cm Abstand an eingesiegelten Wolframdrähten. Der Effekt wird mittels Nikols, Viertelwellenplatte im Na-Licht usw. beobachtet. Die beobachtete Drehung ) ist $\delta = kD^2$, wo $k$ die Kerr-Konstante und $D$ die elektr. Induktion ist. Das elektr. Feld zwischen den Platten $P$ war niedriger als 5 elst. E. Wenn das Wasser keine Dispersion zeigte, wäre keine Drehung zu beobachten. Beobachtet wurden jedoch die in Bild 2 wiedergegebenen Kurven bei gleich großen Platten $P$, aber im Verhältnis 3 : 2 geändertem Abstand. Die Abzisse des Bildes 2 ist nach fallenden Frequenzen in $10^6$ Hz eingeteilt. Aus den Messungen ergibt sich, daß bei Wasser in dem untersuchten Frequenzbereich Absorptionslinien auftreten, die einen konstanten Abstand von $\Delta\ n = 4 \cdot 10^6$ Hz haben. E. Lübcke.

**T. A. E. Belt u. N. Hoard.** Synchronisieren von Hochspannungsnetzen mit Vakuumröhren. (Abridgement of vacuum tube synchronizing equipment.) Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **47,** S. 113—117, 1928, Nr. 2.

Die zunehmende Zahl der Zwischenverbindungen von Hochspannungsnetzen erfordert eine Synchronisierung der Kraftwerke. Die benutzte Methode (Bild 1) umfaßt zunächst eine Herabsetzung der Hochspannung $E$ auf niedere Spannung durch kapazitive

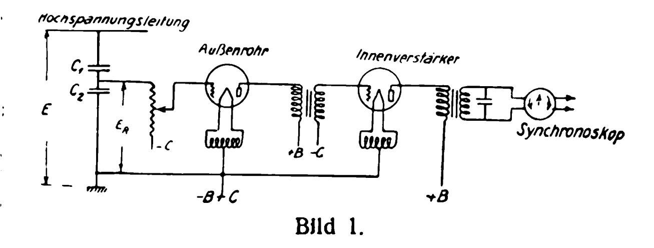



Bild 1.

Spannungsteilung $(C_1 + C_2)$ in einem Durchführungs-isolator, z. B. bei Oelschaltern, auf etwa 35,5 Volt $(E_R)$. Diese Spannung arbeitet auf das Gitter einer Verstärkerröhre, welche in einem wasserdichten

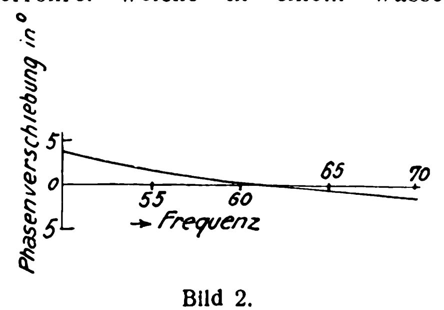



Bild 2.

Stahlgehäuse auch im Freien angebracht sein kann. Dieser Außenverstärker arbeitet seinerseits auf einen Innenverstärker (vgl. Bild 1), der etwa 10 Watt Endleistung hat und das Synchronoskop betätigt. Bild 2 zeigt die Fehler bei den verschiedenen Frequenzen. In dem in Frage kommenden Frequenzbereich ist die größte Abweichung nur 3,3°. Das Gerät erfüllt also seinen Zweck. Gegenüber anderen Schaltanordnungen hat es den Vorzug der Billigkeit und der Vermeidung der Einführung von Hochspannung aus anderen Netzen in das Kraftwerk selbst. E. Lübcke.

**W. H. Eccles und W. A. Leyshon.** Einige neue Methoden der Verbindung mechanischer und elektrischer Schwingungen. (Some new methods of linking mechanical and electricat vibrations.) Proc. Phys. Soc. London, **40,** S. 229—233, 1928, Teil 5.

Es werden einige Schaltungen zur Aufrechterhaltung von Stimmgabel- oder Quarzkristallschwingungen durch elektrische Kreise besprochen. Die elektrischen Schwingungen wurden in allen möglichen Frequenzen durch einen schwingenden Kristall erzeugt. (Den schwingenden Kristall hat Eccles zu-

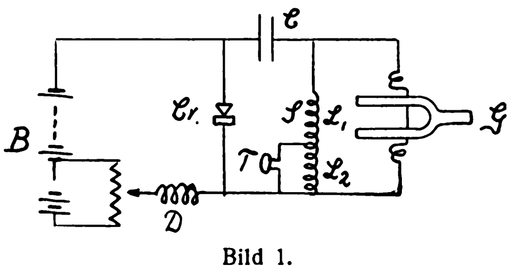



Bild 1.

erst in The Electrician vom 16. 12. 1910, S. 384, erwähnt.) Die Werte von $C$ und $L$ oder $S$ bzw. $L_1$ und $L_2$ in Bild 1 und 2 wurden so gewählt, daß die Frequenz mit der Stimmgabelschwingung übereinstimmte. Der Schwingkristall $C_r$ war ein Zinkblendekristall mit einer Stahlnadel. In Bild 2 ist die Drossel $D$ durch

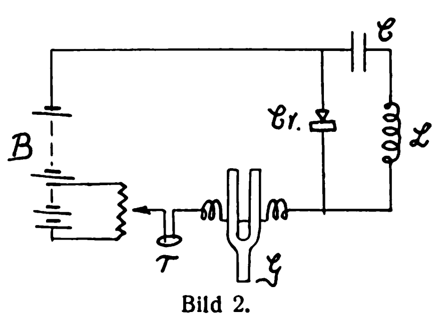



Bild 2.

das Telephon $T$ und die Stimmgabel $G$ ersetzt. Die Schwingungen ließen sich stundenlang aufrecht erhalten, auch beim Tragen der ganzen Versuchs-

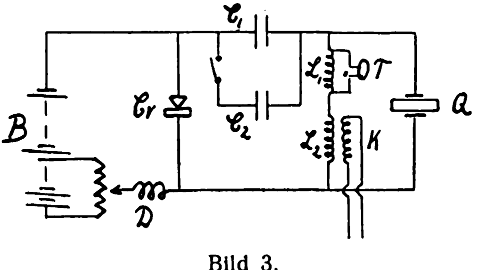



Bild 3,

anordnung. In der Schaltung Bild 3 war $C_2$ so groß, daß man bei Schwingungen des Schwingkristalls $C_r$ im Telephon $T$ einen Ton hörte, $C_1$ diente zur Abstimmung auf die Eigenfrequenz der Quarzplatte $Q$, entsprechend einer Wellenlänge von $\lambda = 2320$ m.

Digitized by Google

Die Spule $K$ führte zu einem Ueberlagerungsempfänger. Es war günstig mit der Batterie $B$ z. B. 66 Volt einen hohen Widerstand (bis 100 000 Ohm) in Serie zu schalten. In der Schaltung Bild 4 soll mit einer Neonlampe $N$ eine Quarzplatte $Q$ zu Schwingungen

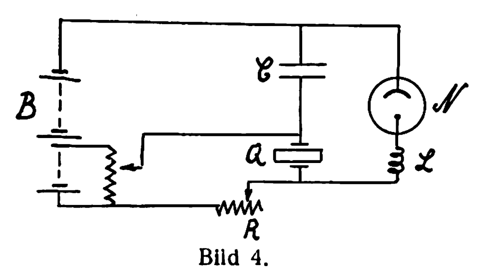


Bild 4.

erregt werden. Da man die Neonlampe schwierig öfter als 30 000 mal in den Sekunden aufleuchten lassen kann, wurden die elektr. Größen so bemessen, daß die Lampe nur in $^1/_6$ der Quarzfrequenz aufleuchtete. Hier war niedrige Batteriespannung und niedriger Vorschaltwiderstand $R$ günstig.

E. L ü b c k e.

**Albert W. Hull.** G a s g e f ü l l t e G l ü h k a t h o d e n r ö h r e n. (Gas-filled thermionic tubes.) Journ. Amer. Institute Electr. Eng. **47**, S. 798—803, 1928.

Bei Gasladungen in Licht- oder Glimmbogenform zwischen einer kalten Anode und einer Glühkathode wird normal die Kathode durch die aufprallenden positiven Ionen schnell zerstört. H u l l entdeckte die Tatsache, daß die Ionen keine Zerstörung hervorrufen, solange ihre kinetische Energie unterhalb eines kritischen Wertes bleibt. Man muß also verhindern, daß der Kathodenfall diesen Wert, die sog. Zerstörungsspannung, überschreitet.

Die Z e r s t ö r u n g s s p a n n u n g kann man leicht in folgender Weise feststellen: Hat man eine

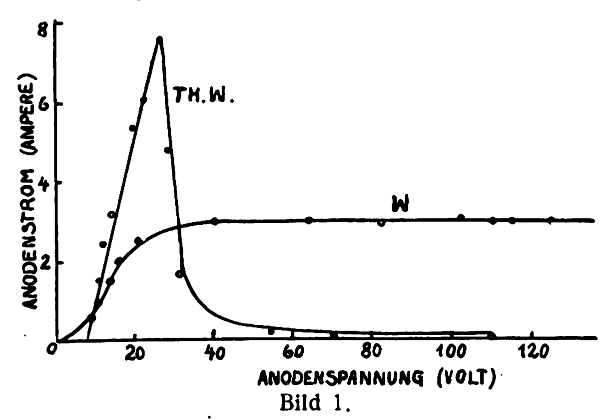


Bild 1.

Glühkathode aus reinem Wolfram in Argon von 0,04 mm Hg, dann erhält man die bekannte Strom-Spannungs-Charakteristik (Kurve $W$ in Bild 1) bei 2450° $K$ Glühtemperatur. Benutzt man theorierten Wolframdraht bei 1900° $K$ als Kathode, zeigt die Kurve *TH. W.* den Stromverlauf. Auffällig ist, daß bis 25 Volt der Strom stark ansteigt, um dann plötzlich abzufallen und bald zu verschwinden. Dieses rührt von der Zerstörung der atomaren Thoriumschicht auf dem Wolframdraht durch Argon-Ionen her, welche eine größere Geschwindigkeit als 25 Volt besitzen. Die Werte dieser Zerstörungsspannung liegen für Neon bei 27, für Quecksilber bei 22 Volt, und damit höher als die Ionisierungsspannung, so daß sich ohne Kathodenzerstörung Gasentladungen hoher Stromstärke aufrechterhalten lassen. In der Praxis hat sich herausgestellt, daß die notwendige und hinreichende Bedingung für die Einstellung des Kathodenfalls innerhalb der zulässigen Grenze darin besteht, daß man die Elektronenemission der Kathode gleich dem verlangten Maximalstrom einstellt.

W ä r m e i s o l i e r t e K a t h o d e n. Bei Hochvakuumröhren kann man die Emission der Glühkathode für ein bestimmtes Material nur durch Steigerung der Temperatur erhöhen. Bei Röhren mit Gasfüllung kann man durch Aenderung der geometrischen Formen der Kathode die Emission erhöhen, da hier die Raumladungsschicht durch positive Ionen neutralisiert ist und so Elektronen noch aus Hohlräumen von 3—6 mm Weite und 100 mm Tiefe austreten können. Man kann deshalb die Kathode an der Außenseite gegen Wärmeabgabe isolieren und

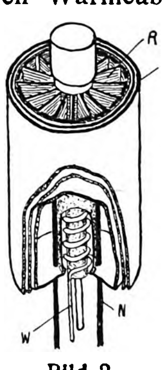


Bild 2.

doch noch Elektronen aus ihr herausholen. Die Kathode (Bild 2) ist indirekt geheizt durch eine glühende Wolframspirale $W$ innerhalb eines mit Bariumoxyd überzogenen Nickelzylinders $N$. Um diesen sitzen noch zwei weitere Wärmeschutzzylinder $Z$ aus Nickel. Außerdem sind noch 16 Rippen $R$ am inneren Zylinder befestigt, die ebenfalls mit leicht Elektronen emittierendem Material überzogen sind. Eine derartige Kathode emittiert bei gleicher Heizung etwa 24 mal soviel wie der einfache Nickelzylinder $N$. Bei 1000° K erhält man 600 mA pro W Heizung aus einer derartigen Kathode. Die Lebensdauer ist jetzt sehr groß. Innerhalb eines halben Jahres war keine Aenderung der Emission festzustellen. Die gleiche Konstruktion ist auch für anderes Material, wie thoriertes Wolfram oder Molybdän, anwendbar.

Diese Kathoden sind in Leuchtröhren nach Art des Moore-Lichts brauchbar. In Quecksilberdampf von 0,015 mm Druck waren nach 4000 Brennstunden keine Niederschläge auf der Glaswand festzustellen. Auch in Neonlampen hatte sich nach 3000 Std. der Druck nicht geändert.

N i e d e r s p a n n u n g s - G l e i c h r i c h t e r. Bei Quecksilberdampf von 1—3 mm Druck und einer mit Barium bedeckten Kathode (Zylinder von 6 mm ∅ und 15 mm Länge) sind nur 25 W zur Heizung nötig. Aber man kann 5 Amp. einseitig gleichrichten für 4000 Std. Bei 0,01 mm Quecksilberdruck sinkt die Lebensdauer auf 20 Std. Der Quecksilberdampf verhindert wie in gasgefüllten Lampen die Verdampfung des Bariums und des Nickels und nahezu alle ver-

Digitized by Google

mpften Bariumatome werden zur Kathode zurück-führt, wahrscheinlich durch Ionisation in Form von ößen zweiter Art mit angeregten Quecksilber-omen. Im Vakuum oder bei niedrigem Gasdruck rdampft das Barium schnell und setzt die Lebens-uer erheblich herab. Bei dem hohen Quecksilber-uck von 1—3 mm kann man kaum höhere Span-ngen gleichrichten als mit den bekannten Argon-eichrichtern und kommt über 500 Volt nicht hinaus.

Hochspannungsgleichrichter. Bild 3 igt die Werte der Rückzündungsspannungen in hängigkeit vom Quecksilberdampfdruck bei einer

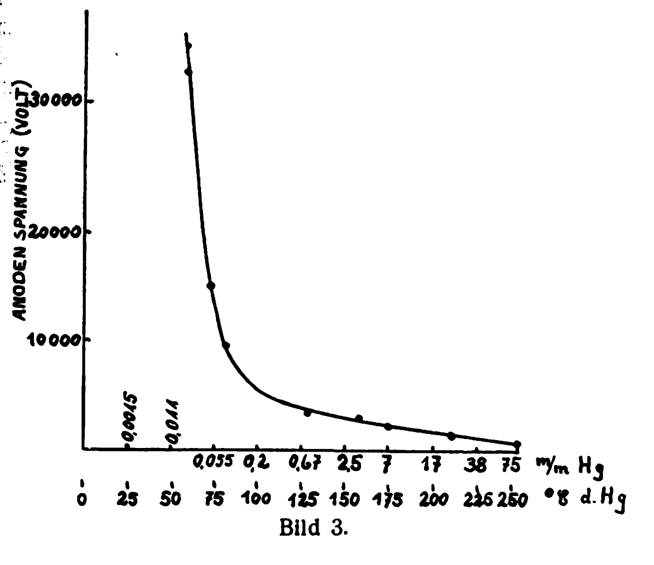


Bild 3.

lühkathode und einer Kohleanode in 25 mm Ab-and in einem Glaskolben von 12,5 cm ∅. Man uß also jetzt unbedingt zu niedrigen Gasdrucken bergehen. Aber man muß dafür sorgen, daß in romdurchlassender Phase die maximale Momentan-pannung zwischen Kathode und Anode den Wert er Zerstörungsspannung nicht überschreitet. Bei

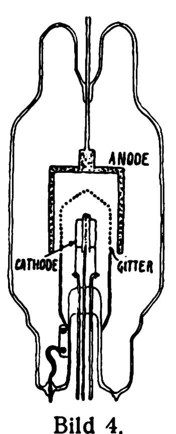


Bild 4.

enauen Schalter. Zum Einschalten einer Energie on 1 kW sind am Gitter nur $10^{-12}$ Wattsekunden, . h. 0,1 $\mu$W für $10^{-2}$ sec. nötig. Benutzt man Quecksilberfüllung liegt in der Praxis diese Span-ung zwischen 6 und 12 Volt. Ausgeführte kleine olben haben 2000 Std. bei 10 000 Volt Gleichspan-ung gearbeitet, größere sind 100 Std. gelaufen bei 500 bis 3000 Volt und 75 bis 150 Amp. Wahrschein-ich kann man bei diesen die Spannung auf 10 000 Volt nd die Lebensdauer auf einige Jahre erhöhen.

Thyratron. Der Name ist vom Griechischen ϑυρα = Tür abgeleitet und besagt, daß man in der Röhre durch Aenderung der Gitterspannung einen Lichtbogen zünden, ihm sozusagen die Tür öffnen kann. Sie schließen, d. h. den Bogen löschen, kann man nicht mit dem Gitter. Ebenso ist es ausgeschlossen, den Bogenstrom selbst zu beeinflussen. Einen Schnitt durch ein derartiges Steuerrohr zeigt Bild 4. Man hat in ihm einen sehr bequemen und genauen Schalter. Zum Einschalten einer Energie von 1 kW sind am Gitter nur $10^{-12}$ Wattsekunden, d. h. 0,1 $\mu$W für $10^{-2}$ sec nötig. Benutzt man Wechselstrom, so geht der Bogen bei jedem Durchgang durch Null aus, aber bei Beginn der nächsten Periode muß man wieder zünden. Die Größe des Anodenstromes ist allein von der Anodenspannung und den Belastungswiderständen abhängig, nicht von der Gitterspannung. Dagegen kann der zeitliche Mittelwert des Anodenstromes durch die Gitterspannung beeinflußt werden, da man so den Strom nur für eine bestimmte Zahl von Perioden in jeder Sekunde und auch für einen bestimmten Bruchteil einer Halbwelle durchlassen kann. Bei hochfrequenter Anodenspannung kann man schon über sehr kleine Zeiten mitteln. So hat man Tonfrequenzströme bis 5000 Hertz durch ein Thyratron mit 50 000 Hertz-Anodenspannung mit großer Genauigkeit erzeugt.

Das Thyratron muß, während es Strom führt, dieselben Eigenschaften besitzen wie die genannten Gleichrichter mit Glühkathode. Es ergeben sich so für das Thyratron folgende Bedingungen:

1. Die maximale Heizspannung darf die Ionisierungsspannung nicht überschreiten, außer bei indirekter Beheizung.
2. Das Gitter darf keine Elektronen emittieren.
3. Das Gitter muß die ganze Kathode von der Anode abschirmen.
4. Der Gasdruck darf nicht so hoch sein, daß die positiven Ionen länger als eine Halbperiode leben können.
5. Gase, welche durch Kontakt mit dem heißen Draht ionisiert werden, wie Cs, Rb und K, dürfen höchstens in Spuren vorhanden sein.

Thyratrons nach Bild 4 geben 5 Amp. Wechselstrom bei Spannungen bis 10 000 Volt und haben ohne Aenderung sechs Monate gearbeitet. Es wird eine Lebensdauer von mehreren Jahren erwartet.

E. Lübcke.

**E. Klotz.** Ueber die Messung der Gitter-Anoden-Kapazität von Schirmgitterröhren. Telefunken-Ztschr. **9**, S. 34—38, 1928, Nr. 50.

Es wird besprochen, daß es schwierig ist, aus der direkten Messung der Betriebskapazität zwischen Gitter und Anode einer Schirmgitterröhre einen genauen Wert der gesuchten Gitter-Anoden-Kapazität zu bekommen, da der Unterschied der gemessenen Kapazität und der zu errechnenden ungefähr 1:100 ist und ein Meßfehler in absoluter Größe eingeht.

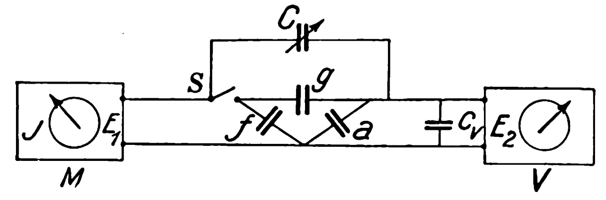
Darauf wird ein Gerät beschrieben, mit dem kleine Teilkapazitäten direkt und genau zu messen sind. Die Meßmethode ist aus Bild 1 ersichtlich.
Sie ist im Prinzip von Hull im Jahre 1926 angegeben. Der Sender *M* erzeugt die Spannung $E_1$. *g a f* stellen die Teilkapazitäten der zu untersuchen-

Digitized by Google

den Röhre dar. $E_2$ wird mit Röhrenvoltmeter $V$ gemessen. Der Schalter $S$ wird geöffnet und geschlossen. Die Differenz der Einstellungen des Vergleichskondensators $c$ gibt direkt die Größe der Teilkapazität $g$, wenn $g \ll a + c_v$ ist.

Das genaue Schaltbild des auf diesem Prinzip entworfenen Meßgerätes wird gegeben. Wichtige Einzelteile werden näher beschrieben, z. B. der Schalter, dessen Kapazität in geöffnetem Zustand klein gegen die zu messende sein muß, und der variable Drehkondensator, der bei sehr einfachem Aufbau mit 0,0025 cm Kapazitätsänderung pro Grad Zeigerstellung arbeitet.

Der Aufsatz behandelt zuletzt die Eichung der Apparatur und ihre Meßgenauigkeit. Ungenauigkeit der Sendernachstellung und Ungenauigkeit des Indikators geben bei Verwendung normaler technischer Meßmittel für Messung einer Kapazität von 0,01 cm maximalen Gesamtfehler bis 4%. Dagegen bleibt die Einstellgenauigkeit des beschriebenen Vergleichskondensators noch zurück. Man kann aber ohne weiteres den Vergleichskondensator durch Mikrometerschrauben-Einstellung soweit verbessern, daß sein Einstellfehler klein gegen die übrigen Fehler wird. E. Klotz.




**D. R. Hartree.** Die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in einem inhomogenen Medium vom Charakter der Heavisideschicht. (The propagation of electromagnetic waves in a stratified medium.) Proc. Cambridge Phil. Soc. **25,** 97—120, 1929, Nr. 1.

Der Verfasser behandelt theoretisch in allgemeiner Weise die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Medium, in welchem der Brechungsindex eine Funktion der Schichtdecke ist. Für die Fortpflanzung einfachharmonischer, ebener Wellen in einem inhomogenen Medium werden die Feldgleichungen abgeleitet.

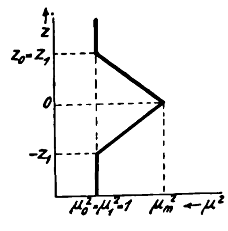



Bild 1.

Aenderung des Brechungsindex mit der Höhe Z für den Fall 3.

Dabei werden zwei verschiedene Wege verfolgt. Im ersten Fall werden in üblicher Weise die Maxwellschen Gleichungen für ein materielles Medium zugrunde gelegt. Im zweiten Fall wird die gebrochene Welle nach C. G. Darwin (Trans. Camb. Phil. Soc. **23,** 137, 1924) aufgefaßt als Summe aus einfallender Welle und den kleinen Wellen, welche von den Partikeln der Schicht zerstreut werden. Hierbei ist der Grundgedanke, daß von den Partikeln der Schicht, welche einer einfach periodischen, elektromagnetischen Strahlung unterworfen werden, eine zusammenhängende Strahlung derselben Frequenz ausgeht. Die Interferenz dieser Strahlung mit der einfallenden Strahlung gibt die Entstehungsursache der mannigfaltigen optischen Eigenschaften der Schicht. Die Gleichungen, welche in beiden Fällen erhalten werden, stimmen im Prinzip überein. Die zweite Methode hat, obgleich sie länger ist, verschiedene Vorteile. Sie enthält keinerlei Annahmen über den Vorgang des Zerstreuungsprozesses, sie benutzt die Maxwellschen Gleichungen nur für freien Raum und sie ist direkt anwendbar für absorbierende Medien und für Medien mit komplexen Brechungsexponenten. Ferner läßt sich mit dieser Methode durch einfache Erweiterung, wie gezeigt wird, der sonst schwer erfaßbare Einfluß eines äußeren, konstanten Magnetfeldes bei der Ableitung der Feldgleichungen berücksichtigen. Dieser Fall ist von praktischer Bedeutung für die Anwendung auf die Heavisideschicht.

Die Bedeutung eines Reflexionskoeffizienten für ein inhomogenes Medium wird diskutiert. Für diesen wird eine allgemeine Formel angegeben hinsichtlich irgend zwei unabhängiger Lösungen der Ausbreitungsgleichungen in einem gegebenen inhomogenen Medium.

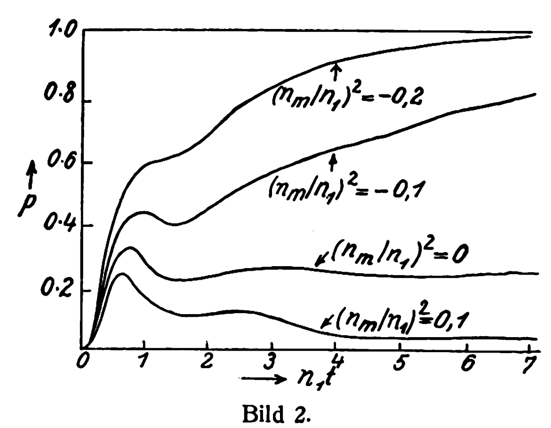



Bild 2.

**Darstellung des Reflexionskoeffizienten $\varrho$ in Abhängigkeit von der projizierten Dicke $n_1 t$ des inhomogenen Mediums für den Fall 3.**

$t$ = Dicke der Schicht in Wellenlängen

$n^2 = \mu^2 - \sin^2 \Theta$

$\Theta$ = Einfallswinkel im Medium $\mu = 1$

$n_1 = \cos \Theta$

$n_m^2 = \mu_m^2 - \sin^2 \Theta$

$\mu_m^2$ = Minimalwert von $\mu^2$

Für Wellen, deren elektrisches Feld in der Einfallsebene liegt, werden drei Sonderfälle behandelt:

1. Ein endliches, scharf begrenztes Medium, welches bei dem gegebenen Einfallswinkel total reflektiert.
2. Zwei Medien von verschiedenem Brechungsindex mit einer Uebergangsschicht, innerhalb welcher sich dieser von seinem Werte in dem einen Medium bis zu dem im anderen Medium linear ändert.
3. Eine Schicht, innerhalb welcher der Brechungsindex bei einer gewissen Höhe ein Minimum zeigt, während er, nach oben und unten sich in gleichem, linearem Verhältnis ändernd, den Wert 1 erreicht (Bild 1).

Für die Fälle 2 und 3 wird in Kurvenform der Reflexionskoeffizient in Abhängigkeit von der Schichtdicke des inhomogenen Mediums dargestellt. Von

Digitized by Google

raktischer Bedeutung ist hierbei der Fall 3 (Bild 2), a dieser eine erste Annäherung an die tatsächlichen erhältnisse in der Heavisideschicht gibt.

H. Plendl.

**St. Ballantine.** Detektorwirkung durch itter-Gleichrichtung in einer Hoch-acuum-Röhre. (Detection by grid-rectification with the high-vacuum-triode.) Proc. Inst. Radio ng. **16**, S. 593, 1928.

Bei der Gittergleichrichtung entsteht die *NF*-pannung, die der ursprünglichen Modulation entpricht, zwischen Gitter und Faden. Die Gleichichtung findet also vor der Röhre statt, und dann erstärkt die Röhre die entstandene *NF*-Spannung. 3ei der Anodengleichrichtung dagegen findet die leichrichtung erst im Anodenkreise, also hinter der Röhre statt.

Die betrachtete Anordnung der Gittergleichrichung zeigt Bild 1. Es werden folgende Bezeichnunen eingeführt:

$Z_i$ = Impedanz aus Gitter-Faden-Kapazität und Anodenrückwirkung.
$Z_g$ = Impedanz der $R_g C_g$ Anordnung.
$R$ = Gitterwiderstand, der aus der Charakteristik $i_g = f(e_g)$ zu entnehmen ist.

Es wird die zwischen Gitter und Faden entstehende Spannung unter folgenden Annahmen errechnet:

1. Der Gitterstrom ist nur von der Gitterspannung und nicht auch von der Anodenspannung abhängig.
2. Es sollen so geringe Spannungsamplituden betrachtet werden, daß bei der Reihenentwicklung der Gitterstromkennlinie ($i_g = f[e_g]$) höhere Glieder als vom zweiten Grade nicht berücksichtigt zu werden brauchen.
3. Es soll auf die Anordnung eine modulierte *EMK* von der Form $e_0 = E_0 (1 - m \sin at) \sin \omega t$ wirken.

Die *NF*-Komponente der zwischen Gitter und Faden entstehenden Spannung kann dann in folgender Weise geschrieben werden:

$$E = D_g \cdot m \cdot E_0^2 ,$$

wobei $m$ der Modulationsgrad und $D_g$ durch folgenden Ausdruck dargestellt wird:

$$D_g = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 i_g}{\partial e_g{}^2} \cdot \frac{1}{\frac{1}{Z_g} + \frac{1}{R} + \frac{1}{Z_i}}$$

$D_g$ wird „detection factor of second-order grid-rectification" genannt und ist ein Maß für die Gleichrichtlautstärke. Die Abhängigkeit dieser Größe von

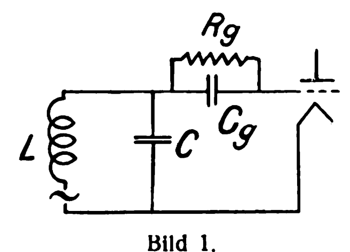



Bild 1.

der Modulationsfrequenz zeigt die Wiedergabemöglichkeit der verschiedenen Modulationsfrequenzen. (Sämtliche Größen in dem Ausdruck für $D_g$ sind für die jeweilige Modulationsfrequenz zu errechnen.)

$Z_g$ besteht aus der Parallelschaltung von $R_g$ und $C_g$ (Bild 1). $R_g$ ist der für die Gleichrichtung unbedingt notwendige hohe *NF*-Widerstand. $C_g$ dagegen verhindert einen hochfrequenten Spannungsabfall längs $R_g$. Wie der obige Ausdruck für $D_g$ zeigt, kommt durch $C_g$ eine Frequenzabhängigkeit der Gleichrichtung zustande, die man etwa so anschaulich machen kann: Die Spannung des Gitters

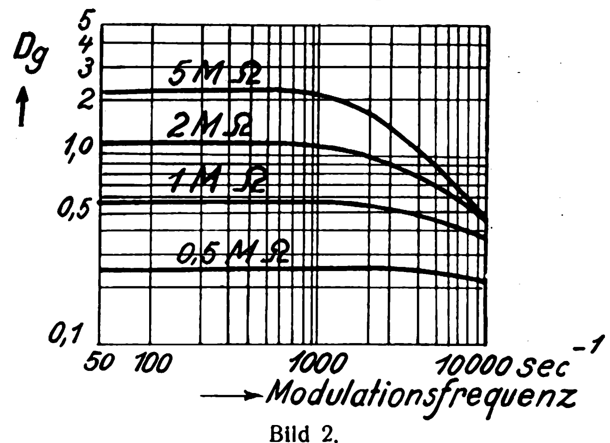



Bild 2.

gegen Faden kann der wirkenden *NF*-Spannung nur mit begrenzter Geschwindigkeit folgen, da die Entladezeit des Gitterkondensators zu berücksichtigen ist.

Der Gitterwiderstand $R_g$ kann zwar gegenüber dem kleineren parallelgeschalteten Gitterelektronenwiderstand $R$ vernachlässigt werden. Aber trotzdem hat $R_g$ sehr großen Einfluß auf die Gleichrichtung und ihre Frequenzabhängigkeit, da durch $R_g$ der Arbeitspunkt auf der $i_g = f(e_g)$ Charakteristik und damit das wirksame $R$ festgelegt wird.

Um die Frequenzabhängigkeit zu ermitteln, wurde an Hand von experimentellen Gitterstromcharakteristiken für verschiedene $R_g$ das entsprechende $R$ ermittelt. Die daraus bestimmten Werte von $D_g$ in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz zeigt Bild 2.

Man ersieht aus diesen Kurven, daß die Lautstärke für größere Gitterableitungen größer wird. Zugleich wird aber die Benachteiligung der hohen Frequenzen mit größerem $R_g$ immer stärker.

Will man nun diese Frequenzabhängigkeit durch ein kleineres $R_g$ vermeiden, so erleidet man einen zweifachen Verlust an Lautstärke: Erstens wird $D_g$ kleiner, zweitens aber wird durch den vergrößerten Gitterstrom der abgestimmte Gitterkreis, ($C$, $L$ in Bild 1) gedämpft.

Wenn neben der Gitter-Gleichrichtung gleichzeitig noch Anoden-Gleichrichtung vorhanden ist, so beeinflußt diese sowohl die Lautstärke wie auch die Frequenzabhängigkeit.

Außerdem wird darauf hingewiesen, daß die Benachteiligung der hohen Modulationsfrequenzen durch abgestimmte *HF*-Kreise oft erheblicher ist als die, die bei der Gitter-Gleichrichtung auftritt. —

Am Schluß geht der Verfasser noch auf die Zwischenfrequenz-Empfänger ein, bei denen die Bedingungen für die Gleichrichtung insofern nicht so einfach liegen, wie beim gewöhnlichen Empfänger, da beim Zwischenfrequenz-Empfänger die Zwischenfrequenz meist nur um eine Zehnerpotenz von der Hochfrequenz verschieden ist.

Digitized by Google

Ein Anhang enthält Angaben über eine neue Röhre 200 A, die Alkalidämpfe enthalten soll.

P. Hermanspann.

**E. H. Loftin** und **S. Y. White.** Direkt gekoppelter Detektor und Verstärker mit automatischer Gittervorspannung. (Direct coupled detector and amplifiers with automatic grid bias.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 281—286, 1928.

Das Prinzip ist aus Bild 1 zu ersehen. *VT 1* u. *VT 2* sind kleine Röhren, *VT 3* ist eine solche größerer

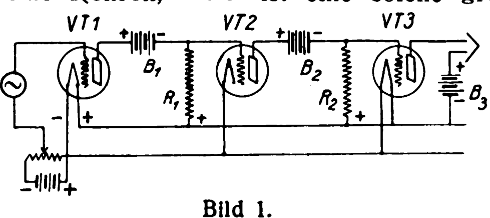



Bild 1.

Leistung; die Anodenspannung $B_1$ der ersten Röhre beträgt nur etwa 4 Volt. Das System wirkt gleichzeitig als Detektor und Verstärker. Die Anordnung ist praktisch frei von jeder Frequenzabhängigkeit und frei von elektrischer und akustischer Rückkopplung.

Zur Anpassung des Empfängers an die verschiedenen Intensitäten der aufgenommenen Wellen dient die automatische Steuerung der Vorspannung von Röhre *V T* 1 (vgl. Bild 2). In dem Anodenkreis der

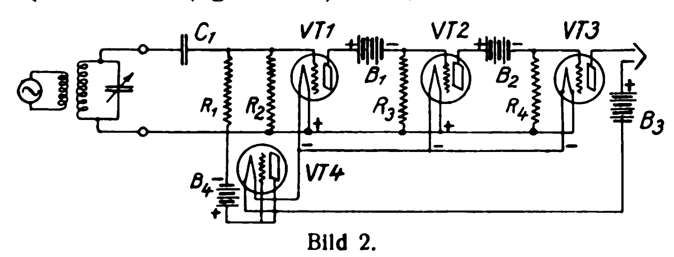



Bild 2.

Endröhre *V T* 3 liegt der Heizfaden des Steuerrohres *V T* 4. Je mehr der Faden geheizt und seine Elektronenemission dadurch gesteigert wird, um so größer wird die Wirkung der Batterie $B_4$ auf die Gittervorspannung der Röhre *V T* 1.

Die Anordnung soll sich als Rundfunkempfänger sehr gut bewährt haben und scheint eine Anzahl von Störungen, die man sonst leicht in Verstärkern bekommt, zu vermeiden.

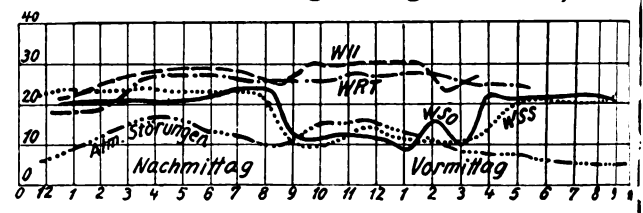
J. Zenneck.

**E. B. Judson.** Ein Apparat zur automatischen Aufnahme der Zeichenintensität von drahtlosen Stationen und von atmosphärischen Störungen. (An automatic recorder for measuring the strength of radio signals and atmospheric disturbances.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S, 666—670, 1928.

Der Zweck des Apparates ist, über einen langen Zeitraum die Feldstärke von mehreren Stationen und die Stärke der atmosphärischen Störungen in ihrer zeitlichen Aenderung automatisch zu registrieren, ohne daß irgendein Beobachter dabei zu sein braucht.

Daß Wesentliche des Apparates ist ein durch ein Uhrwerk betriebener rotierender Umschalter, der mit Hilfe von verschiedenen Relais der Reihe nach während je 5 Minuten die Empfänger auf die verschiedenen aufzunehmenden Stationen im Bereich $f$ = 50 · 10³ — 12,0 · 10³/sec. ($\lambda$ = 5000 — 25 000 m) abstimmt bzw. zur Aufnahme der atmosphärischen Störungen schaltet.

Als registrierendes Instrument wird ein „Cambridge-Paul-Fadenrecorder" verwendet, das als stromführendes Element eine Drehspule enthält und dessen Schreibvorrichtung so angeordnet ist, daß in



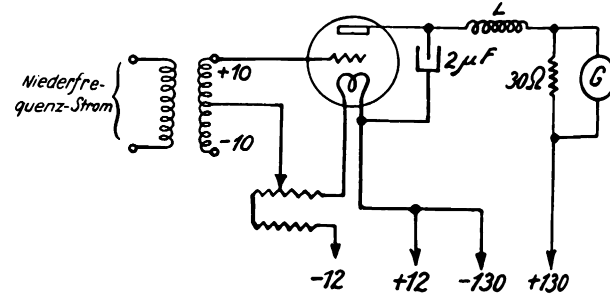

regelmäßigen Zeiträumen ein mit Tinte vollgesogener Faden gegen die rotierende Trommel gedrückt wird.

Ein Beispiel für eine solche Aufnahme ist in dem nebenstehenden Bild wiedergegeben. Es bezieht sich auf die 4 Langwellenstationen WSS = Rocky Point, WRT und WII = New Brunswick und WSO = Marion.

J. Zenneck.

**C. Dreher.** Kontrollvorrichtungen beim Rundfunk-Betrieb. (Broadcast control operation.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 498—512, 1928.

Der Verfasser, der Staff Engineer der National Broadcasting Co. in New-York ist und deshalb große Erfahrung auf diesem Gebiet besitzt, bespricht im wesentlichen Maßnahmen, die im Niederfrequenzteil der Anlage dazu dienen, um die Leistung nicht unter ein bestimmtes Minimum und nicht über ein bestimmtes Maximum gehen zu lassen. Diese Aufgabe fällt einem Betriebsmanne zu, der während einer Aufnahme einer Rundfunkvorführung die Niederfrequenzleistung überwacht und durch Abschwächungskreise oder Erhöhung der Verstärkung dafür sorgt, daß das Leistungsniveau in dem zulässigen




Gebiet bleibt. Für die Beobachtung der Momentanleistung dient — wie es scheint, bei den amerikanischen Rundfunkstationen allgemein — eine Vorrichtung der Western El. Co., die in dem nebenstehenden Bild schematisch dargestellt ist. Der Niederfrequenzstrom induziert auf das Gitter einer Röhre, deren Vorspannung so gewählt ist, daß sie gleichrichtet. In dem Anodenkreis befindet sich ein Gleichstrominstrument *G* mit Nebenschluß und außerdem ein Kondensator mit 2 $\mu F$ und eine Induktivität *L*. Beide zusammen haben den Zweck, Schwankungen des Anodenstroms, deren Frequenz höher ist als diejenige von Silben, unmerklich zu machen. An dem Ausschlag des Gleichstrominstruments wird die Momentanleistung beurteilt.

Im zweiten Teil der Arbeit ist näher angegeben, wie die Kontrolle in der Praxis tatsächlich organisiert ist.

J. Zenneck.


Digitized by Google

# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

**Gegründet 1907**

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Prof. Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz

34

**Vierunddreißigster Band**

mit 447 Bildern im Text.




1 9 2 9

Digitized by Google

Digitized by Google

# Inhaltsverzeichnis.

## A. Originalarbeiten.



## B. Zusammenfassende Berichte.



## C. Mitteilungen aus der Praxis.



## D. Patentschau.



## E. Bücher.



Digitized by Google

# F. Referate.



Digitized by Google

# Sachregister.




Digitized by Google

Digitized by Google

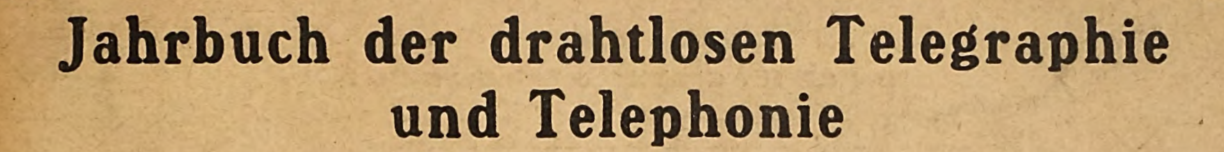
Digitized by Google

---

Großdruckerei Paul Dünnhaupt, Köthen i. Anh.

Digitized by Google

and 34 Juli 1929 Heft 1



# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. Arco (Berlin), Dr. L. W. Austin (Washington), Postrat Dr. F. Banneitz (Berlin), Prof. Dr. H. Barkhausen (Dresden), Dr. W. Burstyn (Berlin), Prof. Dr. A. Esau (Jena), Prof. Dr. H. Faßbender (Berlin), Dr. L. de Forest (New-York), Prof. Dr. F. Kiebitz Berlin), Postrat Prof. Dr. G. Leithäuser (Berlin), Dr. S. Loewe (Berlin), Dr. C. Lübben (Berlin), Dr. E. Lübcke (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. Meissner (Berlin), Prof. Dr. H. G. Möller (Hamburg), Dr. E. Nesper (Berlin), Dr. B. van der Pol jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. Poulsen (Kopenhagen), Prof. Dr. L. Pungs (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. Rosenbaum (Berlin), Dr. K. Rottgardt (Berlin), Prof. Dr. H. Rukop (Köln), Dr. A. Scheibe (Charlottenburg), Oberingenieur O. Scheller (Berlin), Prof. Dr. W. Schottky (Berlin), Prof. Dr. A. Sommerfeld (München), Dr. F. Trendelenburg (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. Wien (Jena), Prof. Dr. H. Wigge (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

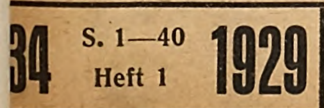
Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9





34 S. 1—40 Heft 1 1929

*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—. Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google




# Telefunken




**Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.**

**Berlin, Hallesches Ufer 12**

liefert alle für drahtlose Telegraphie und Telephonie erforderlichen Geräte entsprechend dem neuesten Stand der Technik

Vollständige Sende- und Empfangsanlagen jeder Reichweite für den Nachrichten- und Sicherungsdienst im Land-, See- und Luftverkehr

Funkpeilanlagen und Navigationssender

Einrichtungen für Telephonie längs Hochspannungsleitungen mittels Hochfrequenz

Rundfunksender jeder Leistung

Sende-, Verstärker- und Gleichrichter-Röhren

Empfänger und Röhren für den Rundfunk




# GELBE LISTE

Vor 50 Jahren am 1. März 1879 eröffnete Eugen Hartmann in Würzburg eine Präzisionswerkstätte für wissenschaftliche Geräte und begründete damit unser Werk. Als einer der ersten baute er Telephonanlagen und wurde ein Hauptlieferer an die deutsche Reichspost. In späteren Jahren gaben wir den Bau von Fernsprechern ganz auf um uns verstärkt dem ureigentlichen Gebiet elektrischer Meßgeräte zuzuwenden. Solche liefern wir auch für Telegraphie und Telephonie vorbildlich in Ausführung und Form. Teil I der eben erschienenen gelben Liste gibt darüber Auskunft.

# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT/M**




Digitized by Google

nd 34 Juli 1929 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen
Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Ueber Barkhausen-Kurz-Wellen.

Von **Paul Knipping**, Darmstadt.

### Inhaltsübersicht.



### 1. Einleitung.

Die im Jahr 1920 von Barkhausen und Kurz (1)*) (B.-K.) beschriebenen kurzen Wellen entstehen in einer Schaltung, bei der Kathode und Anode ungefähr das gleiche negative, das Gitter ein positives Potential hat. Sie wurden bereits von ihren Entdeckern durch Pendelungen von Elektronen durch das Gitter erklärt. Es hat in der Folge nicht an Versuchen gefehlt, diesen Vorgang im einzelnen zu enträtseln. So hat z. B. schon 1919 Whiddington (2) auf die Mitwirkung der positiven Ionen bei Schwingungsvorgängen hingewiesen und seine Theorie auch durch Versuche geprüft. Doch scheint seine Deutung nicht überzeugt zu haben, eine Reihe von Fragen blieb ungeklärt, neue tauchten auf, so daß trotz mancher positiven, auf die Probleme verwandten Arbeit Experimente und Theorien nicht restlos miteinander in Einklang gebracht werden konnten. Das mag seinen Grund darin haben, daß die Vorgänge in einer B.-K.-Schaltung komplizierter sind, als daß sie mit einer bestehenden Theorie allein verständlich

*) Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf die Literaturzusammenstellung am Schluß der Arbeit.

Digitized by Google

sind. In Anbetracht dieser Lage kann es nicht schaden, wenn versucht wird, einen neuen Angelpunkt zu finden, was im folgenden geschieht. Hierbei werde ich von den in der Röhrentechnik gebräuchlichen Begriffen wie Steilheit, Durchgriff, Rückkoppelung etc. keinen Gebrauch machen, sondern das Schwergewicht ganz auf die atomistische und elektronische Seite legen. Ferner bemühe ich mich, durch schrittweises Vorgehen vom Einfachen und Speziellen zum Allgemeinen und Verwickelten allgemein verständlich zu bleiben, und ein Bild zu geben, das möglichst vielen bekannten Tatsachen gerecht wird.

## 2. Grundlagen.

Wir gehen aus von der Fluggeschwindigkeit $v$ (cm/sec) von kleinen Teilchen mit der Masse $m$ und der Ladung $e$ in einem elektrischen Feld von $V$ Volt. Bekanntlich (3) ist $\frac{m}{2} v^2 = e \cdot V$, woraus man $v = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m}} V$ erhält. Sind die Teilchen Elektronen, so ist (a) $v_- = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_-}} V$, sind sie einfach geladene positive Ionen (welche, wie man weiß, die fast genau gleiche Masse wie neutrale Atome haben), erhält man (b) $v_+ = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_+}} V$. Neutrale Atome (oder Moleküle — was für uns vorläufig dasselbe bedeutet) werden in einem elektrischen Feld überhaupt nicht beschleunigt. Es laufen danach im gleichen Feld die geladenen Teilchen mit Geschwindigkeiten, die umgekehrt proportional den Wurzeln aus ihren Massen sind. Sei das eine ein Elektron, das andere z. B. ein positives Wasserstoffatomion ($H_+$-Ion), so ist (c) $\frac{m_-}{m_{H+}} = \frac{1}{1840}$ und $\frac{v_-}{v_{H+}} = \sqrt{\frac{1840}{1}} = 43$, in Worten: ein Elektron läuft im gleich starken Feld entgegengesetzt und 43mal schneller als ein $H_+$-Ion. Rechnet man nach Einsetzen der Konstanten $m$ und $e$ die zu der Spannung $V$ gehörige Geschwindigkeit $v$ für Elektronen und $H_+$-Ionen numerisch aus, so erhält man Tabelle 1, zugleich eine Illustration der hohen Geschwindigkeiten.

Tabelle 1.

| $V$ (Volt) resp. $E_g$ | $v_-$ (cm/sec) | $v_{H+}$ (cm/sec) | |
|---|---|---|---|
| 1 | $570 \cdot 10^5$ | $13 \cdot 10^5$ | oder km/sec |
| 10 | $1800 \cdot 10^5$ | $42 \cdot 10^5$ | unter Fortlassung |
| 14 | $2000 \cdot 10^5$ | $47 \cdot 10^5$ | des Faktors $10^5$ |
| 100 | $5700 \cdot 10^5$ | $130 \cdot 10^5$ | |

Fliegen bei der B.-K.-Schaltung Elektronen von der Kathode durch das Gitter[1]) zur Anode[1]) und den gleichen Weg wieder zurück, so sendet das Rohr gerade eine ganze Welle mit der Wellenlänge $\lambda$ aus, die aus $v$, $V$ und den Elektrodendimensionen leicht errechnet werden kann. Nach B.-K. (1) ist angenähert (d) $\lambda \text{ (cm)} = \frac{1000\, r \text{ (cm)}}{\sqrt{E_g \text{ (Volt)}}}$, wo $r$ den Radius des Anodenzylinders vorstellt. Wir legen für unsere Betrachtungen zur Vereinfachung einstweilen folgende Maße fest: Durchmesser des konzentrisch um den Glühdraht liegenden zylindrischen Gitters = 1 cm, Durchmesser des ebenfalls konzentrischen Anodenzylinders = 2 cm. Die Länge der Elektrode spielt eine untergeordnete Rolle, nur muß sie groß gegen die Durchmesser sein, damit Randstörungen fortfallen. Die positive Gitterspannung $E_g$ sei = 10 Volt, Anode und Kathode haben null Volt, $E_a = E$ = 0.

## 3. Feldverteilung.

Die Verteilung der Feldstärke in einer derartigen Anordnung (und solange die Röhre noch nicht schwingt!) wird durch Figur 1 in Annäherung veranschaulicht. Im Raum zwischen Kathode und

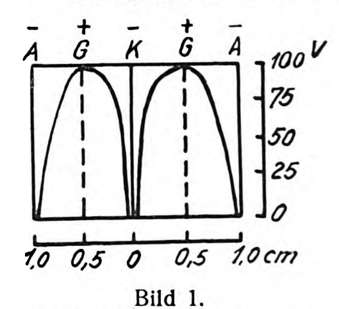



Bild 1.
Längsschnitt durch die Elektroden einer nicht schwingenden B.-K.-Röhre mit Feldverteilung
K = Kathode, G = Gitter, A = Anode.

Gitter, dem sog. „Beschleunigungsfeld", haben wir den bekannten an der Kathode extrem (3) steilen logarithmischen (4) Anstieg (wegen der zylindrischen Anordnung) und im Raum zwischen Gitter und Anode, dem sog. „Bremsfeld" (diese Bezeichnungen sind nicht ganz zweckentsprechend) einen ebenfalls logarithmischen, aber viel gleichmäßigeren Abfall. Die Kurven müssen wir aber noch ein wenig differenzieren, wenn wir der Wahrheit nahe kommen wollen. Unmittelbar um den Glühdraht liegt eine sehr dichte Elektronenwolke, die Raumladungszone (RLZ), die in Bild 1 nicht wiedergegeben ist. Ferner: die Elektronen, die zum Gitter fliegen, ionisieren die noch vorhandenen Gasreste. Die hierdurch entstandenen Ionen werden nach ihren Vorzeichen auf Gitter und Kathode gezogen. Was sich an der Kathode abspielt, wird nachher im einzelnen erörtert. Am Gitter verliert die Mehrzahl der Ionen ihre Ladungen, ein Teil indessen haftet mit seinen Ladungen, wie die Erfahrung lehrt, fest auf den Oberflächen und bildet eine sog. „Doppelschicht" (5).

Schwingt die Röhre, pendeln nach der B.-K.schen Anschauung die Elektronen um das Gitter, so findet auch im Raum Gitter-Anode Ionisation statt, wobei die negativen Ionen wieder zum Gitter, die positiven zur Anode wandern und an beiden Orten zu Doppelschichten Anlaß geben. Durch den Einfluß der Raumladung und dieser Doppelschichten (DS) wird die in Bild 1 dargestellte Feldverteilung stellenweise gründlich verändert, wie Bild 2[2]) zeigt. Wir erkennen darin vor (außerhalb) dem Glühdraht eine noch etwas unter null Volt heruntergehende Zone (6), die

[1]) in gewohnter Bezeichnungsweise.

[2]) Im folgenden ist nur eine Rohrhälfte gezeichnet.

Digitized by Google

., die normalerweise nur von wenigen Elektronen zufällig höherer Geschwindigkeit überwunden den kann, während alle übrigen durch sie zurück- ılten werden. Ein in Freiheit gelangtes Elektron t nun zum Gitter und findet dort auf den posi- n Gitterdrähten die oben genannte negative DS, es durch die Oeffnungen „zentriert“, wie Bild 3 ınschaulicht. Das Elektron *a* konnte zufällig frei

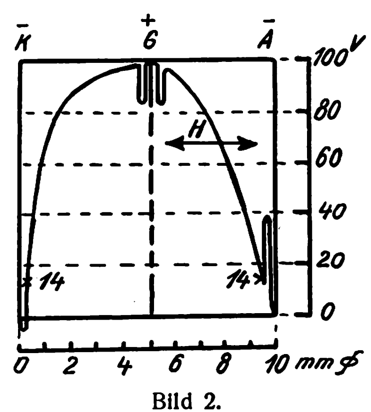



Bild 2.
Feldverteilung mit Berücksichtignng der Raumladung und Doppelschichten.

schen den Drähten durchfliegen, hingegen würde *b* e diese DS auf dem Gitter landen, wird aber ch die abstoßenden Kräfte so geführt, daß es noch chkommt. Erst das Elektron *c*, das nicht mehr ügend abgelenkt wird, trifft auf das Gitter. Die ɔpelschichten auf der Gitteroberfläche wirken „wie chter“, welche die Gitteröffnungen vergrößern. Der ɔde in Bild 2 ist eine positive DS vorgelagert. Die

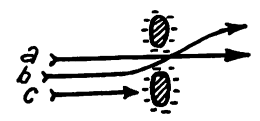



Bild 3.
Durchgang von Elektronen durch das Gitter.

ichten können gelegentlich bis 100 Volt (5) Span- gsunterschied gegen ihre Elektroden erreichen. neg. DS auf der Außenseite des Gitters und die DS auf der Anode geben möglicherweise durch ıdeln der Elektronen zwischen diesen Schichten aß zu besonders kurzwelligen Schwingungen (7) → in Bild 2).

### 4. Die verschiedenen Zonen um den Glühdraht.

Betrachten wir jetzt etwas eingehender die gänge, die sich in der Nachbarschaft des Glüh- htes abspielen. Wenn ein Elektron die RLZ ver- en hat, wird es in dem vorliegenden Feld be- leunigt und kommt auf immer höhere Geschwindig- en. Soweit es dabei den Weg zum Gitter ohne ammenstöße mit Molekülen zurücklegen kann, s meist der Fall ist und wesentlich vom Gasdruck ängt und hier nicht diskutiert werden soll, schei- es für unsere augenblicklichen Ueberlegungen aus. gewinnt indessen Interesse, wenn es mit Atomen r Molekülen zusammenstößt. Dabei müssen wir voneinander gänzlich verschiedene Fälle (8) un- cheiden, die sich am besten an Hand eines Bei- ls erläutern lassen, in dem Elektronen mit sserstoffatomen kollidieren.

a) Das speziell ins Auge gefaßte Elektron ist beim Zusammenstoß weniger wie 11 Volt[3]) im Felde gelaufen, es hat eine geringere als „11-Volt-Geschwindigkeit“. Resultat: es läuft nach dem Zusammenstoß höchstens mit etwas veränderter Richtung, aber sonst unbeeinflußt weiter, es hat keinen Geschwindigkeitsverlust erlitten und auch keine Energie an das getroffene Atom abgegeben. Das Elektron nach seinem Zusammenstoß unterscheidet sich eigentlich in nichts von einem anderen, das ohne Kollision seinen Weg machte, es ist für unsere Ueberlegungen uninteressant, das gestoßene Atom ebenfalls.

b) Das Elektron hat im Augenblick des Stoßes eine Voltgeschwindigkeit von 11 bis 14 Volt[3]). Resultat: es findet ein Energieaustausch statt. Dabei überträgt das Elektron seine Geschwindigkeit und Energie auf das getroffene Atom, das dadurch in einen besonderen Zustand, den „Anregungszustand“ (8) übergeht, und das darauf nach einer sehr kurzen Zeit durch eine Art Lichtblitz seine vorher empfangene Energie ausstrahlt. Das Stoßelektron, das bei diesem Vorgang seine ganze (bei 11 Volt) oder den größten Teil (über 11 bis 14 Volt) seiner Geschwindigkeit einbüßte, muß nach der Kollision seinen Lauf mehr oder weniger von neuem beginnen. Das angeregte Atom wird, da es neutral ist, durch keine Felder beeinflußt.

c) Das Elektron stößt mit höherer als 14-Volt-Geschwindigkeit auf ein H-Atom. Resultat: das Atom wird in ein $H+$-Ion und ein freies Elektron aufgespalten, „zerschossen“. Das Ion wird zur Kathode getrieben, das freie Elektron dem Stoßelektron, das in ähnlicher Weise wie bei b) seinen Lauf neu beginnen muß, nachgezogen. Die „Ausbeute“ steigt von dem Grenzwert 14 V (Ionisierungsspannung) bis zur doppelten Ionisierungsspannung schnell an und fällt darauf ab (9).

Wir können zusammenfassend sagen, der Glühdraht sei mit mehreren aufeinander folgenden konzentrischen Zonen verschiedenen Interesses umgeben, wir haben

1. die RLZ, aus deren Grenzfläche die Elektronen mit 0 Volt Geschwindigkeit austreten;
2. die Zone von 0 bis 11 Volt, in der nichts Wesentliches geschieht;
3. die Zone von 11 bis 14 Volt, in der Licht entsteht (worauf wir später in Abs. **18** zurückkommen) und
4. die Zone von 14 Volt bis zum Gitter, in der $H+$-Ionen gebildet werden. Die ersten Ionen entstehen an der Grenze dieser Zone.

### 5. Die räumliche Lage der „Ionisierungszone“.

Wenn wir die r ä u m l i c h e Lage dieser Zonen festlegen wollen, so müssen wir uns dem Bild 2 zuwenden. Aus ihm erkennen wir unmittelbar[4]), daß z. B. die Grenze der 14-V-Zone, die für uns besonders interessant werden soll, sehr dicht (4) an der RLZ resp. am Glühdraht liegt. Sie verschiebt sich — nebenbei gesagt — ein wenig mit der Temperatur der Kathode (vgl. Abs. **16**). Die genaue Lage dieser

[3]) In runden Zahlen.
[4]) Der Punkt „14 V“ ist in Bild 2 durch ein Kreuz auf der Feldverteilungskurve und die beigefügte Zahl 14 (auf der Kathoden- wie auf der Anodenseite!) gekennzeichnet.

Digitized by Google

Zone ergäbe sich aus einer komplizierten (s. Abs. **19**) mathematischen Berechnung, die aber nicht hierher gehört. Es genügt für unsern Zweck, wenn wir ihre Entfernung vom Glühdraht aus dem Bild *2* zu etwa 0,5 mm ermitteln. In diesem Abstand entstehen die ersten $H_+$-Ionen, die zur Kathode wandern, während die beiden Elektronen (die wir zusammenfassen) nach dem Gitter zu, durch dieses hindurch in das „Bremsfeld" vor der Anode, von hier zurück und abermals durch das Gitter zum Glühdraht zurückfliegen.

### 6. Die Flugzeit eines $H^+$-Ions ist gleich der Flugzeit eines Elektrons.

Wir wollen uns jetzt die Frage vorlegen, ob vielleicht zwischen dem eben beschriebenen Flugweg oder besser der Flugzeit der Elektronen und dem Flugweg resp. der Flugzeit des $H_+$-Ions auf die Kathode zu irgendeine Beziehung besteht. Nach B.-K. (1) entspricht dem Flugweg von 2mal 1 cm gerade eine Welle mit der Wellenlänge $\lambda$, die nach Beziehung (d) und den numerischen Angaben von Abs. *2* sich ergibt zu $\lambda\ (\text{cm}) = \frac{1000 \times 1\ (\text{cm})}{\sqrt{100\ \text{Volt}}} = 100\ \text{cm} = 1\ \text{m}$. Dem entspricht eine Frequenz $\nu = \frac{3 \times 10^{10}}{10^2} = 3.10^8$ pro sec. In $0{,}33.10^{-8}$ sec. führt also ein Elektron gerade die Hin- und Herbewegung aus. Nach (c) von Abs. **2** wandert das $H_+$-Ion im gleichstarken Feld 43mal langsamer. Danach legt es während einer Schwingung nicht *2*, sondern *2*:43 cm = 0,47 mm zurück, und zwar in der Richtung auf die Kathode zu. Während also primäre Elektronen den Hin- und Herweg einmal durcheilt haben und dabei eine Welle ausgesandt ist, gelangen die Ionen gerade zur RLZ. Die einfache Beziehung ist danach vorhanden, wir müssen sie nur noch entsprechend auswerten, um weitere Schlüsse von größerer Tragweite aus ihr ziehen zu können. Dazu betrachten wir den Vorgang, der sich bei der Ankunft des $H^+$-Ions in der RLZ abspielt.

### 7. Die Elektronen verlassen gleichphasig den Glühdraht.

Hierbei erfolgt zweierlei: 1. vereinigt (3) sich ein Raumladungselektron mit dem $H_+$-Ion, das damit neutralisiert wird, und dadurch wird 2. in die RLZ an dieser Stelle für einen sehr kurzen Augenblick eine Bresche (3) gesprengt. Diese benutzen sofort (10) einige hundert neue Glühdrahtelektronen, die ja nur auf eine solche Gelegenheit gewartet haben, um aus der RLZ auszutreten und ins Freie zu gelangen. Danach schließt sich die Lücke sogleich. Die neuen Elektronen schlagen die gleiche Bahn wie das erste ein. *Die Ankunft des $H_+$-Ions, das Zerstören der Raumladung, Austreten frischer Elektronen und die Ankunft des ersten Elektrons findet alles im gleichen Moment statt.* Das heißt aber nichts anderes als: *das erste und die neuen Elektronen schwingen in Phase* (11). Der Vorgang wiederholt sich bei jeder Schwingung, so daß schließlich nach einer gewissen Zeit sämtliche oder zum mindesten ein großer Teil der Elektronen mit gleicher Schwingungsdauer und in gleicher Phase in Bewegung sind. Die Einleitung dieses Prozesses kann man sich folgendermaßen vorstellen: Bekanntlich gibt es auf der Oberfläche eines jeden Glühdrahtes besonders aktive Bereiche. Hier treten die ersten Elektronen überhaupt aus und beginnen den eben beschriebenen Vorgang. [Vielleicht wird dies durch die späteren Bilder 12—14 (Abs. **22**) besonders anschaulich]. Haben sich aber einmal, wenn auch zunächst nur mit ganz wenigen Elektronen, die Verhältnisse zu ordnen begonnen, so wachsen sie lawinergleich an (wie auch in Bild 12—14 gezeigt wird) und breiten sich schnell über den ganzen Glühdraht und die ganze Röhre aus. Schließlich, wenn nach der „Einlaufzeit" alle Ionen und Elektronen „mitgenommen" sind und volle Ordnung stattgefunden hat [wenn Störungen anderer Art, die wir gleich behandeln, fortfallen], ist (bei auch sonst optimalen Bedingungen) der periodisch schwingende Anteil der Elektronen 100 Prozent, sämtliche Elektronen und auch Ionen haben sich „eingeschwungen".

### 8. Einfluß der Gitterspannung.

Wir wollen eben zusehen, wie die Verhältnisse sich verschieben, wenn die Gitterspannung nicht mehr den in unserm Beispiel gegebenen Wert von 100 Volt hat. Mit sinkendem $E_g$ verflacht sich die Feldkurve in Bild *2* und die Ionisierungszone (14-V-Zone) rückt von der Kathode weg zum Gitter hin. Damit kommen die $H_+$-Ionen etwas verspätet gegen die pendelnden Elektronen an der RLZ an, so daß, wenn wir vom Gang des Ausbeutefaktors (4) absehen, nicht mehr exakte Gleichphasigkeit besteht, weswegen die Intensität der Schwingungen (bei gleichzeitigem Wachsen der Wellenlänge) schnell abnimmt. Umgekehrt kommen bei höherem $E_g$ die Ionen zu früh zur RLZ, wodurch gleichfalls die Schwingungsintensität (diesmal bei gleichzeitig abnehmender Wellenlänge und wegen der Form der Ausbeutekurve langsamer) sinkt (Bild 3a). Es gibt daher für ein bestimmtes Rohr mit reiner $H$-Atomfüllung ein Optimum für $E_g$, bei dem die Schwingung im Außenraum einen Maximalwert hat und in dem eine durch die geschilderten Verhältnisse genau festgelegte Wellenlänge existiert. Entfernt sich $E_g$ noch weiter von diesem Optimum, so setzen die Schwingungen überhaupt aus.

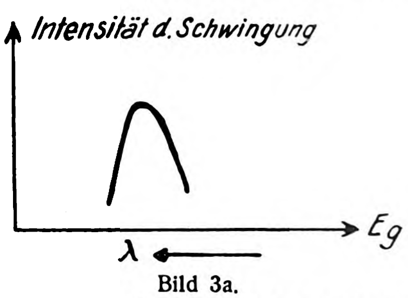



**Bild 3a.**
Abhängigkeit der Schwingungsintensität von $E_g$.

### 9. Schicksal der $H^+$-Ionen.

Betrachten wir nunmehr das Schicksal der neutralisierten $H^+$-Ionen, die wieder gewöhnliche H-Atome geworden sind. Natürlich können sie an der


Digitized by Google

_Z nicht in Ruhe verharren, sondern sie müssen sich eiterbewegen. Ihre Flugrichtung und -geschwindig- it ist ihnen als ungeladenen Teilchen jetzt nicht durch ektrische Felder vorgeschrieben, sondern sie unter- gen allein den Gesetzen der kinetischen Gastheorie. ie Flugrichtung ist zunächst völlig beliebig. Da die tome nicht durch den Glühdraht hindurchfliegen önnen, werden sie sich jedenfalls von ihm weg- enden. Die Fluggeschwindigkeit von Gasmolekülen ) überhaupt ist $u = 485$ (m/sec), dividiert durch e Wurzel aus der Gasdichte, speziell bei H-Atomen t $u = 1{,}844 \sqrt{1 + at}$ (km/sec), wo $t$ die absolute emperatur der Atome und $a$ der Ausdehnungs- effizient der Gase ist. Nehmen wir $t$ mit 2400° bsolut = 2100° Celsius an, weil sich ja die Atome unmittelbarer Nähe des glühenden Wolframdrahtes efinden, so wird $1 + at$ ungefähr 10 und die /urzel daraus 3, so daß $u$ rund 6 km/sec $= 6.10^5$ n/sec wird. Ein H-Atom würde danach in $10^{-5}$ sec erade 6 cm weit fliegen. Aber eine so weite Strecke ermag es in unserm Rohr ungestört gar nicht zurück- legen, obwohl dies bei einem Druck von 0,003 mm g die freie Weglänge ist. Zunächst fliegt das Atom einer Schwingungsdauer nur $\frac{6.3.10^{-9}}{10^{-5}} = 18.10^{-4}$ n = 0,018 mm weit, nach etwa 25—30 Elektronen- chwingungen hat es, wenn es zufällig senkrecht zur rahtachse fortflog, gerade die 14-V-Zone erreicht. Ging es unter einem schiefen Winkel vom Draht fort, ) kommt es entsprechend später in dieser Zone an.) as heißt: nach verhältnismäßig wenigen Elektronen- chwingungen sind die Atome eben wieder dort ein- etroffen, wo sie sozusagen „gebraucht", wo sie von euem ionisiert werden. Auf dem Weg von der Ka- ode bis zur 11-V-Zone kann den Atomen überhaupt ichts geschehen, von 11 bis 14 Volt können sie öchstens angeregt, aber nicht in ihrem Lauf gestört erden, von 14 Volt ab werden wieder Ionen ge- ildet. Diese wandern von neuem zur Kathode — nd so geht das Spiel: „Ionenbildung, Zer- törung der Raumladung, phasenrich- iges Austreten frischer Elektronen, angsames Zurückwandern der Atome" nunterbrochen weiter. Ein bestimm- er kleiner Gasrest vermag also die Schwin- ungen dauernd aufrecht zu erhalten, ja er ist un- edingt dazu notwendig, wie man aus ielen Versuchen (12) entnehmen kann. Fehlt der iasrest oder ist er zu klein oder zu groß, so schwingt ine Röhre nicht, sie tut dies erst, wenn durch ingeres Brennen des Glühfadens Gase frei geworden nd, oder sie schwingt nur kurze Zeit nach der Ein- chaltung (13).

**10. Extremvakuum in der Umgebung des Gitters.**

Beachten wir weiter, daß auch außerhalb der 4-V-Zone Atome anfänglich vorhanden sind, die im auf der Zeit alle ionisiert, als Ionen relativ schnell ur Kathode geführt, von dort aber relativ langsam ntlassen werden, so werden wir gewahr, daß später ie ganzen Gasreste sich innerhalb der 14-Volt-Zone m den Glühdraht resp. in einer ähnlichen Zone in er Nachbarschaft der Anode (denn die gleiche Ueber- egung gilt natürlich auch für den Raum zwischen Gitter und Anode) befinden. Der übrige Raum ist praktisch gas- und ionenfrei, die schwingenden Elek- tronen erfahren unterwegs keine Hindernisse (vgl. Abs. 25). Hierauf läßt sich ein Verfahren gründen, um ein besseres Vakuum, als es mit Pumpen allein er- reichbar ist, zu erzeugen. Das Elektronenrohr stellt danach eine Hoch-Vakuumpumpe vor (14).

**11. Veranschaulichung der bisher besprochenen Vorgänge.**

Die bisher behandelten Vorgänge wollen wir nun an den Bildern 4 bis 6 veranschaulichen. Zu- nächst ist in Bild 4 die unmittelbare Umgebung des

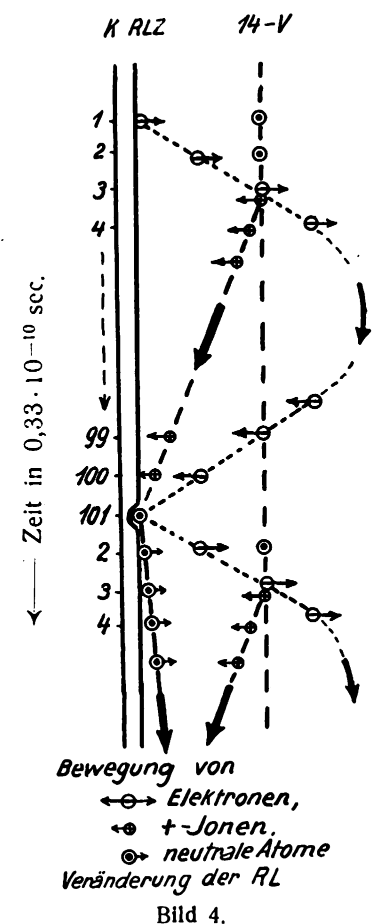



Bild 4.
(Zeitbild, von oben nach unten zu lesen.)

Glühdrahtes mit der RLZ und der 14-Volt-Zone dar- gestellt. Das Bild stellt sozusagen eine Zeitlupen- aufnahme von der Bewegung der Elektronen, Ionen und Atome dar, es umfaßt etwas mehr als eine volle Schwingungsdauer von $0{,}33 \cdot 10^{-8}$ sec, diese Zeit ist noch in 100 kleinere Zeitabschnitte weiter unterteilt. Im ersten Abschnitt verläßt gerade ein Elektron die RLZ, im zweiten fliegt es auf ein neutrales Atom zu, das es im dritten getroffen hat. Das Atom wird in ein Ion verwandelt und dieses geht langsam zur Kathode, während das ursprüngliche und das ab- gesplitterte Elektron gemeinsam ihre Bahn durch das Gitter zur Anode und wieder zurück fortsetzen (4 bis 99). Bei 100 ist das Ion eben im Begriff, in die RLZ einzudringen; gleichzeitig hat sich das Elektron soweit genähert, daß es ebenfalls kurz vor der RLZ steht. In 101 befinden sich Elektron und Ion in der RLZ, die zerrissen ist, es treten frische Elektronen

Digitized by Google

aus und das Ion neutralisiert sich. Von hier an vollzieht sich das Spiel von neuem, die Elektronen laufen rasch davon, das Atom langsam. Die Elektronen ionisieren abermals — usw. Das gleiche wird in Bild 5 dargestellt, wobei diesmal der halbe Querschnitt der Röhre und eine dreimal so lange Zeitspanne gezeichnet ist. Man erkennt hier besonders

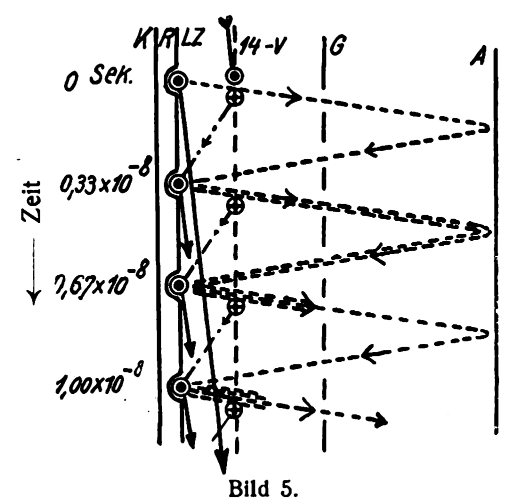



Bild 5.
Graphischer Fahrplan für Elektronen, Ionen und Moleküle. (Zeitachse verläuft von oben nach unten.)
K = Kathode, RLZ=Raumladung, 14-V = 14-Voltzone, G = Gitter, A = Anode.

deutlich den verschieden schnellen Lauf der Elektronen, Ionen und Atome sowie die Zeitbeziehungen, die ja für den Vorgang wesentlich sind. Bild 6 zeigt die Verteilung des Restgases in der Röhre, die gleichmäßige Verteilung *(a)* vor, das Abwandern in die

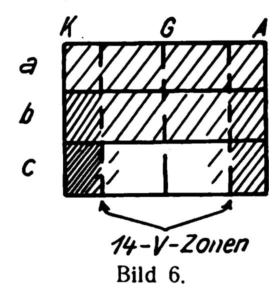



Bild 6.
Gasverteilung a) vor dem Einschalten, b) kurze Zeit später, c) bei vollem Schwingen.

bezeichneten Zonen *(b)* beim Einschalten und *(c)* den Endzustand, der sich einstellt, wenn sämtliche Atome in den Zonen konzentriert sind. Bei dieser Gelegenheit sei darauf hingewiesen, daß die 14-V-Zone vor der Anode (Bild 2), ebenso wie der Umkehrpunkt der Elektronen sich mit dem Potential der Anode verschieben. Je negativer sie ist, um so weiter rücken die Zonen zum Gitter.

## 12. Andere Rest-Gase als Wasserstoff.

Ehe wir die bisherigen Ueberlegungen vertiefen, wollen wir die Punkte diskutieren, an denen wir vorher bestimmte, willkürlich scheinende Annahmen gemacht hatten. Wenn früher ausschließlich von Wasserstoffatomen und ihren Ionen die Rede war, so geschah das, um dort Komplikationen zu vermeiden und das Wesentliche an einem einfachen Beispiel zu zeigen. Wir haben uns jetzt zu fragen, wie die Verhältnisse sich gestalten, wenn bei der vorläufig wieder konstant gehaltenen Gitterspannung von 100 Volt der Gasrest im Versuchsrohr nicht mehr aus $H$-Atomen, sondern aus anderen Atomsorten oder gar aus einem Gemisch solcher besteht. Wir müssen dann mit den entsprechenden Massen und Ionisierungsspannungen (3, 8) rechnen, die in Tabelle 2 zusammengestellt sind. Diese enthält ferner in der 2. Zeile die Wurzeln aus den reziproken Massen und in der 4. Zeile die Wurzeln aus den Ionisierungsspannungen, also diejenigen Faktoren, die für die hier in Frage kommenden Vorgänge [nach Abs. 2 (b)] maßgebend sind. Die Auswahl der Gasarten (Elektron und

Tabelle 2.

| Elektron | $H$ | $N$ | $O$ | $CO_2$ | $Hg$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1:1840 | 1 | 14 | 16 | 44 | 200 | Masse |
| 43 | 1 | 0,267 | 0,25 | 0,15 | 0,07 | Wurzel a. reziproker Masse |
| — | 14 | 16 | 17 | — | 10 | Ionisierungsspannung Volt |
| — | 3,7 | 4,0 | 4,1 | — | 3,2 | Wurzel aus Ion.-Spannung |

Wasserstoff sind ergänzend hinzugefügt) — Stickstoff, Sauerstoff, Kohlensäure und Quecksilberdampf — geschah nach der Erfahrung, nach der ein absolutes Vakuum überhaupt nicht herstellbar ist. Stets treten außer Wasserdampf, der durch die hohe Temperatur des Glühdrahtes und die Elektronen in Wasserstoff, der in Vakuumröhren erfahrungsgemäß vorherrscht, und Sauerstoff zerlegt wird, N, O und $CO_2$ aus den Gefäßwänden und den Elektroden aus (15). Der Quecksilberdampf diffundiert aus den Pumpen oder dem Mc Leod und ist, wie bekannt (16), nur mit größter Schwierigkeit wieder zu entfernen. Die Tabelle 2 gibt uns durch Zeile 4 sofort darüber Auskunft, wie weit sich die Ionisierungszonen bei anderen Gasen verschieben. Man sieht, die Zone rückt um etwa 10% nach außen für N und O und für Hg um einen etwas größeren Betrag nach innen. Diese Zonen verschieben sich danach nur um relativ geringe Beträge. Ganz anders steht es aber mit den Flugzeiten der in diesen Zonen erzeugten positiven Ionen. Aus der 2. Zeile erkennt man, daß diese Zeiten gegen die des H-Ions erheblich gewachsen sind, bei N und O auf das 3,7- und 4fache, bei Hg sogar auf das 14fache. Das heißt: bis solche Ionen zur RLZ kommen, führen die Elektronen nicht eine, sondern bei Luft rund vier und bei Hg 14 Schwingungen aus. Es stellt sich heraus, daß diese Gase unter den betrachteten Umständen keinen Beitrag zur Aufrechterhaltung der Schwingungen liefern, sie sind verglichen mit den H-Atomen nur „Störer".

## 13. Der Einfluß veränderter Gitterspannung auf die Wellenlänge.

Wie ändert sich das Bild, wenn wir nun die Gitterspannung variieren? Zunächst setzen nach der obigen Vorstellung (Abs. 8, 11) die durch H-Ionen unterhaltenen Schwingungen aus, gleichzeitig verschiebt sich die Ionisationszone, und durch „passendes Einregulieren"[4]) bringen wir es dahin, daß nun eine andere Ionenart in Phase mit den Elektronenschwingungen kommt. Allgemein muß $n \cdot \nu_{El} =$ Flugzeit positiver Ionen sein, wobei $n = 1, 2, 3 \ldots$ Ver-

[4]) Das sich in vielen experimentellen Arbeiten findet.


Digitized by Google

ndern wir jetzt $E_g$ weiter, so überschreiten wir inen Zwischenbereich, in dem diese Schwingungen bsterben, dann kehren abermals neue wieder, die urch andere Ionen unterhalten werden. Dabei ndert sich jedesmal sprunghaft die Wellenlänge. Man rkennt ferner, daß den langen Wellen die kleineren lassen, kürzeren Wellen immer schwerere Massen uzuordnen sind. Man erhält so bei Variation der iitterspannung ein „Spektrum" von verschiedenen Vellenlängen mit verschiedenen Intensitäten. Man

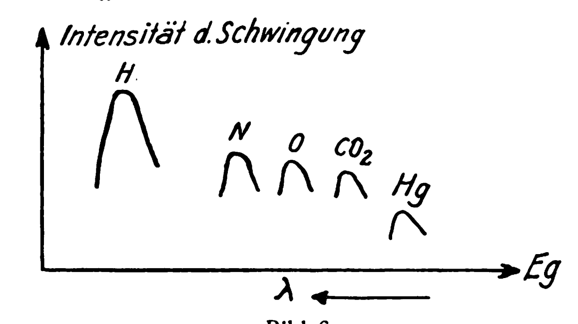



Bild 6a.
ichematisches, einfaches Massenspektrum der Restgase in einem B.-K.-Rohr. $n = 1$! (s. Abs. 12a).

ann danach eine B.-K.-Schaltung geradezu als „Massenspektrographen" bezeichnen, aus dessen (urve Bild 6a man für ein bestimmtes Rohr nicht llein die Anwesenheit bestimmter Massen[5]), sondern uch ihre prozentische Beteiligung ohne weiteres abesen könnte, wenn nicht diese Kurve noch von „fremden" Buckeln überlagert wäre, die andere Ursachen wie Resonanzlage mit einem Außenkreis oder ihnliche hätten[6]).

### 14. Moleküle.

Hatten wir bisher ausschließlich von Atomen ind Atomionen gesprochen, so wenden wir uns, um weiter zu verallgemeinern, den Molekülen zu. Aber hier erleiden wir Schiffbruch, weil nun die Verhältnisse schlechterdings unübersehbar werden. Einigermaßen berechenbar würden sie noch bleiben, wenn der Gasrest in unserm Versuchsrohr wenigstens einheitlicher Natur wäre. Doch ist diese Annahme unwahrscheinlich. Weiter wäre es möglich, Zonen für die Ionisierung von Molekülen anzugeben, Aussagen über Geschwindigkeitsverhältnisse ihrer Ionen und damit Phasenverhältnisse zu machen. Aber damit wäre gar nichts gewonnen, weil man keine Vorstellung davon haben kann, ob und in welchen Grad die Moleküle (vielleicht durch Absorption des ultravioletten Lichtes angeregter Atome oder durch Elektronenstöße) bereits dissoziiert sind. Wir müssen diesen Punkt hier vollkommen offen lassen.

### 15. Einfluß der Elektrodendurchmesser.

Wenden wir uns zur Röhre zurück, und zwar zu den Dimensionen von Gitter- und Anodenzylinder, für deren Radienverhältnis ($Q$) durch die Angaben in Abs. 2 der Wert 1 : 2 festgesetzt war.

Es ist bekannt (17), daß dieses Verhältnis bestimmte Grenzen nicht überschreiten darf, weil sonst Schwingungen ausbleiben. Weiter lehrt die Erfahrung, daß (bis auf zwei Fälle (18), bei denen leider keine näheren Dimensionsangaben gemacht sind) nur Rohre mit zylinderförmigem Gitter und ebensolcher Anode schwingfähig sind. Beides wird verständlich, wenn man sich den Feldverlauf vergegenwärtigt. Zunächst jedoch sei zur Feldverteilung folgende zusätzliche Bemerkung gegeben. Wie in Abs. 3 gesagt und in Bild 2 zu sehen ist, liegt vor der Anode eine positive Doppelschicht. Elektronen, die gegen die Anode anlaufen, haben ein „Bremsfeld" vor sich, dessen Höhe

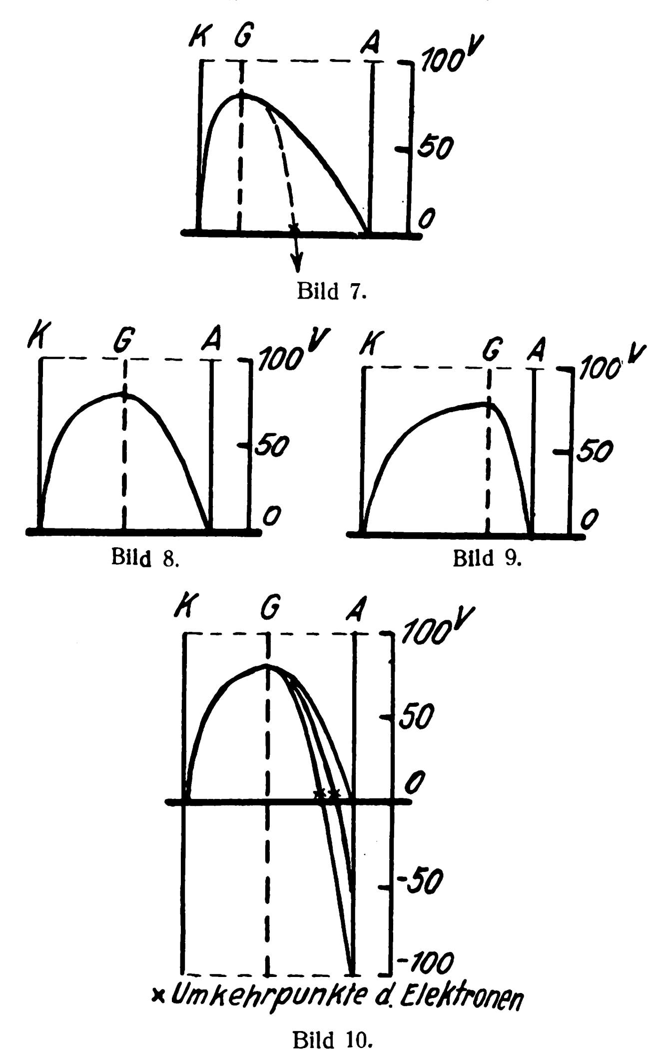



Bild 7—10.
Feldverteilung bei verschiedenem Durchmesserverhältnis und verschiedener Anodenspannung.

nicht gleich der Spannungsangabe eines dort eingeschalteten Voltmeters, sondern das um die Höhe der *DS* zu erniedrigen ist. Das Voltmeter mißt ja ausschließlich Potentiale zwischen metallischen Elektroden, niemals aber solche *DS*, deren Existenz und Größe nur auf Umwegen und jedenfalls nicht mit einfachen Mitteln erschlossen werden kann. In den nun folgenden Bildern sind die *DS*, die ganz außerordentlich dicht an den Elektroden liegen [Bild 2 übertrieb die Abstände ungeheuer], nicht mehr selbst zur Darstellung gebracht, sondern es sind als Ordinaten einfach die Differenzen: angelegte Spannung minus *DS* aufgetragen. Dabei ist in Bild 7 bis 9 $E_k = 0$, $E_g = 100 - 20 = 80$, $E_a = -20 + 20 = 0$ Volt angenommen, in Bild 10 ist $E_a$ „effektiv",

[5]) Bei Kapzov (7) verschwinden beim Kühlen mit flüssiger Luft die Wellenlängen, deren Ionen kondensiert werden.
[6]) Vielleicht gelingt die Entwirrung bei größerer Erfahrung.

Digitized by Google

also unter Einrechnung der $DS = 0$, $-50$ und $-100$ Volt, ferner ist das Durchmesserverhältnis ($Q$) in Bild 7 zu 1:4, in Bild 8 und 10 zu 2:4 und in Bild 9 zu 3:4 angenommen. Im Fall des Bildes 8 ($Q = 2:4$) bemerkt man, wie die Elektronen gleich zu Anfang beim Verlassen der RLZ außerordentlich stark beschleunigt und im „Gegenfeld" ungefähr ebenso schnell abgebremst werden. Dies hat zur Folge, daß die Schwingung nahezu eine harmonische ist und eine wohldefinierte und scharfe Resonanzkurve aufweist. Verschiebt sich aber $Q$ nach 1:4 (Bild 7) oder nach 3:4 (Bild 9), so entnimmt man den Feldkurven, daß einmal eine enorme Beschleunigung, danach aber eine viel geringere Verzögerung stattfindet (bei $Q = 1:4$) oder umgekehrt (bei $Q = 3:4$). Sofern unter diesen Umständen überhaupt noch Schwingungen auftreten, werden sie keineswegs so scharfe Resonanzkurven mehr haben wie im ersten Fall. Man erkennt ganz allgemein, daß, je mehr sich $Q$ von einem „optimalen Wert" entfernt, um so breiter und verwaschener die Resonanz ausfällt (19) und bei noch ungünstigeren Verhältnissen sich überhaupt keine Schwingungen ausbilden. Weiter findet man, daß in solchen ungünstigen Fällen noch Schwingungen entstehen, wenn man nur die Feldkurven passend „verlegt". Dies ist in Bild 7 durch die gestrichelte Kurve angedeutet, die zu einem stark negativen $E_a$ gehört. Durch diese Maßnahme, die sich wohl in allen Experimentalarbeiten findet, wird die Symmetrie in den für die Schwingungen wesentlichen Teilen des Kurvenverlaufs wiederhergestellt. Indessen ist hier auf folgendes zu achten, worauf bereits im Abs. **11** hingewiesen war: Da der Umkehrpunkt der Elektronen an der Anodenseite (in den Bildern 7 und 10 durch kleine Kreuze bezeichnet) nicht mehr dicht vor der Anode liegt, wie dies der Fall ist, wenn $E_k = E_a$ „effektiv" ist, so muß in Formel (d) Abs. **2** auch ein „reduzierter" Radius eingesetzt werden, wie dies bereits B.-K. gemacht haben, soll der Wert für $\lambda$ richtig herauskommen. Die häufig vorkommende Abweichung $\lambda$ (eperim.) $<$ $\lambda$ (berechnet) (1,20) findet hierdurch eine anschauliche Erklärung.

### 16. Einfluß der Stärke des Heizstroms.

Bei dieser Gelegenheit sei auch die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Heizstrom besprochen, obwohl dies eigentlich nicht hierher gehört. Je stärker die Heizung, um so mehr Elektronen treten aus dem Glühdraht, um so stärker wird die Raumladung[7]) und um so weiter rückt diese und mit ihr die Zone der Ionisierung, gleichfalls die Umkehrzone der schwingenden Elektronen vom Glühdraht nach außen. Dies ergibt in gleicher Weise wie vorhin bei der Betrachtung der Anodenseite eine Verkürzung der Wellenlänge, die ebenfalls schon durch die Versuche von B.-K. (1) bekannt ist.

### 17. Einfluß der Elektrodenanordnung.

Die Notwendigkeit zylindrischer Symmetrie ist jetzt gleichfalls verständlich. Bei jeder anderen Anordnung ist die Feldverteilung, auf die es doch ganz wesentlich ankommt, so ungünstig, daß in der Regel die für Schwingungserzeugung nötigen Verhältnisse nicht vorhanden sind.

### 18. Sekundär- und Photoemission.

Nun sollen noch in Kürze und mehr der Vollständigkeit halber zwei Punkte behandelt werden: die sekundäre Elektronenemission und die Emission von Photoelektronen. Der sog. „Photoeffekt" (8) ist eine Folge der in Abs. **4** erwähnten Lichtausstrahlung angeregter Atome. Wir müssen uns vorstellen, daß „zeitweise" (!) das ganze Rohr mit unsichtbarem ultravioletten Licht erfüllt ist. Wenn dieses auf die Elektroden trifft, so senden sie die Photoelektronen aus. Dieser Vorgang ist außerordentlich kompliziert und soll mit Stillschweigen übergangen werden. Die „sekundäre Elektronenemission" (3) tritt ein, wenn Primärelektronen genügend hoher Geschwindigkeit auf irgendwelche Elektroden auftreffen. Als Quellen hierfür kommen nur Gitter und, wenn das Rohr schwingt und ein Elektronenstrom zur Anode fließt, auch diese in Frage. Die beiden Ströme haben, wie ein Ueberschlag zeigt, in der Regel keine große Bedeutung gegenüber dem viel kräftigeren primären Elektronenstrom des Glühdrahtes, so daß wir sie außer Betracht lassen. Außerdem sind bei den Photoströmen die Phasenverhältnisse verwickelter Natur und hängen obendrein noch von der sog. „Verweilzeit" (8, 21) ab, deren ungenaue Kenntnis jede Rechnung vereitelt.

### 19. Elektronenschwingungen.

Wenden wir uns nun den Schwingungen selbst zu. Da nach Abs. **10** und Bild 6 die gesamten Gasreste um Kathode und Anode konzentriert sind, im übrigen Raum extremes Hochvakuum herrscht, können die Elektronen praktisch ohne Behinderung durch das Gitter hin- und herpendeln. Die Annahme wird dann erlaubt sein, daß zunächst nur diejenigen von ihnen dem Schwingvorgang entzogen werden, die „zufällig" auf dem Gitter landen. Das Verhältnis der schwingenden zu den auftreffenden wird wohl im Verhältnis der Gitteröffnungen zu den Gitterhindernissen stehen, es mag mit 100:1 vielleicht richtig geschätzt sein. Durch die Wirkung der negativen Doppelschicht auf den Gitterdrähten (vgl. Abs. **3**, Bild 3) mag es auf 1000:1 steigen. Ferner sei $J_a = 0$: es gehen keine Elektronen an der Anode verloren. Dann schwingt jedes einzelne primäre Elektron durchschnittlich 1000 mal hin und her, ehe es aus dem Vorgang ausscheidet. (In ähnlicher Form hat diesen Gedanken K i r c h n e r (22) ausgesprochen.) Wie sollte man ihm überhaupt ansehen, wie oft es hin- und herschwingt? (Eine exakte Lösung ergäbe sich durch eine mathematische Behandlung.) Rechnen wir den Emissionsstrom zu 50 mA, so heißt das obige nichts weniger, als daß in der Röhre zwischen Kathode und Anode ein Hochfrequenzstrom von der erstaunlichen Stärke von 50 Ampere in allseitig radikaler Richtung schwingt! Die 50 mA Emissionsstrom entsprechen $50 \cdot 10^{-3} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{19}$ = rund $80 \cdot 10^{16}$ Elektronen pro Sekunde, das sind pro einzelne Schwingung der $3 \cdot 10^{8}$-te Teil $= 25 \cdot 10^{8}$, wegen der 1000 Schwingungen bis zur Ausscheidung $25 \cdot 10^{11}$ Elektronen pro Schwingung. Rechnen wir mit einem Druck des Restgases von 0,000076 mm Hg, also einem knapper

[7]) Vgl. auch Abs. 19. Die RLZ kann dann ganz weit von der Kathode fortrücken.



:hntausendstel mm $= 10^{-7}$ Atmosphären, so sind in nem $cm^3$ noch $28 . 10^{18} : 10^7 = 28 . 10^{11}$ Moleküle, in :r gesamten Röhre, die 25 $cm^3$ Inhalt habe, sind ınn $700 . 10^{11}$ Moleküle vorhanden. Von dieser gro- :n Zahl wird bei jeder Elektronenschwingung durch nen kleinen Bruchteil der Elektronen, sagen wir ›rsichtig den millionsten Teil, ein Bruchteil von tomen ionisiert, nämlich rund $3 . 10^6$ Atome, die aus :m Raum um das Gitter „herausgepumpt" werden. ies geht nach einer Exponentialfunktion vor sich, ıd eine einfache Rechnung zeigt, daß trotz der gro- :n Zahlen doch nach wenigen tausend Schwingun- :n, also nach einem winzigen Teil einer Sekunde, ıs Vakuum schon um mehrere Zehnerpotenzen höher :worden ist. Diese „Pumpe" arbeitet demnach mit ıßerordentlicher Geschwindigkeit. Eine genaue Be- achtung lehrt, daß man mit einer gegebenen Strom- ärke ein Grenzvakuum erreicht, was mit den bei :n Elektronenstößen wirksamen Querschnitten (8) ıd dem „Nutzeffekt" (9) der Ionisierung zusammen- ingt.

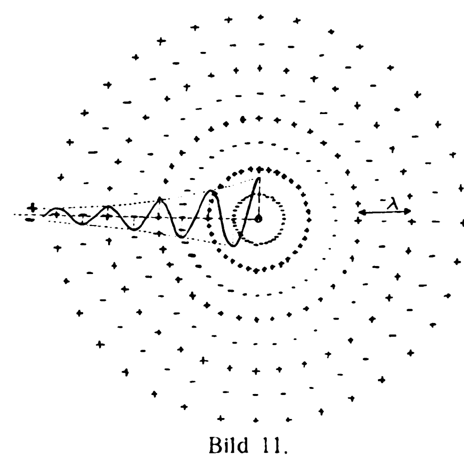


Bild 11.
Strahlungsfeld eines Strahlers nullter Ordnung.

**). u. 21. Zusammenfassung des bisherigen, Strahler nullter Ordnung und sein akustisches Analogon.**

Nachdem wir bisher verschiedene Einzelvorgänge ehandelt hatten, wollen wir in einer kurzen Zu- ımmenfassung die Betriebsweise einer B.-K.-Röhre ›lgendermaßen formulieren: Die Primärelek- ronen treten im Takt der Schwingun- en aus dem Glühdraht aus (Abs. **7**) und liegen vermöge des extremen Hoch- akuums (Abs. **10**) und der negativen ›oppelschichten auf dem Gitter (Abs. **3**) ehr oft (Abs. **19**) durch dieses hin und er, ehe sie ausscheiden. Im gleichen 'akt wird die Raumladung zerstört Abs. **7**), und zwar in einer Phase gegen- ber dem Elektronentakt, daß die fri- chen Elektronen immer in Takt mit den chon vorhandenen sind. Im gleichen 'akt schwankt das Potential des Ano- enzylinders. Die Schwingungsdauer ängt weder von Kapazitäten noch In- uktivitäten ab. Nicht Leitungsteile trahlen Energie in den Außenraum ab :orausgesetzt, daß man die Röhre für sich betrach- :t). Sondern dies besorgt allein der Anodenzylinder mit seinem Wechsel- potential. Das heißt: die B.-K.-Röhre ist ein Strahler nullter Ordnung (23). Eine solche Röhre arbeitet danach grundsätzlich an- ders wie irgendeine Senderöhre oder Sendeanord- nung. Das Außenfeld sieht ebenso grundverschieden von dem gewöhnlichen Senderfeld aus: es ist, auch in den kleinsten Abständen von der Röhre, rein kugelsymmetrisch (Bild 11). Deshalb ist auch das meist verwandte Lechersystem nicht der geeignete Auffänger. B.-K. (1) konnten (allerdings mit einer „Antenne" an ihrer Röhre) ohne Verstärkung über 600 Meter telegraphieren und über 300 Meter tele- phonieren, wobei als Auffänger ein linearer Oszilla- tor benutzt wurde. Heute reicht nach der Angabe vieler Autoren die Schwingungsenergie auf dem Lechersystem manchmal nach ein paar Metern nicht mehr zum Ablesen aus. Für den Strahler null- ter Ordnung spricht weiter die Tatsache (24), daß B.-K.-Schwingungen auch bei isolierter Anode auf- treten.

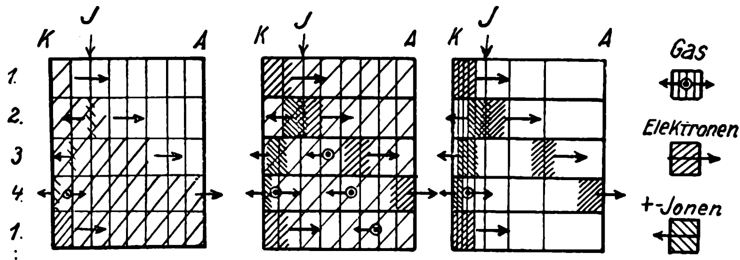
**21.** Die B.-K.-Röhre und ihr Außenfeld finden ihr (akustisches) Analogon in einem speziellen Unter- wasserschallsender, den man sich in folgender Weise vorstellen kann: Eine unter Wasser und mit Druck- wasser betriebene Sirene sendet bei jedem Offen- stehen ihrer Lochreihen Druckwellen aus, die von den einzelnen Löchern ausgehen und die sich in irgendeiner Weise überlagern. Die Hauptenergie- richtung liegt unter diesen Umständen jedenfalls in der Richtung der austretenden Wasserstrahlen, die Energieverteilung ist nicht kugelsymmetrisch. Bringt man aber die Sirene in eine völlig mit Wasser ge- füllte dünnwandige, nachgiebige Hohlkugel, die nur kleine Oeffnungen zum Austritt des Verbrauchs- wassers hat, so übertragen sich die Druckstöße durch die fast unkompressible Wasserfüllung auf die Ku- gelwand, die sie aufnimmt und jetzt die Energie gleichmäßig nach allen Seiten ausstrahlt (23).

**22. Diodenschwingungen.**

Wenn wir uns zu dieser (allerdings ganz extremen) Auffassung der B.-K.-Röhre bekennen, so wird uns auch die Arbeitsweise einer ohne Magnet- feld schwingenden Diode (10, 25) klar, die sich von der Triode durch das Fehlen des Gitters unterschei- det (die wir als Einschaltung hier kurz beschreiben, obwohl sie streng genommen nicht hierher gehört). Von Elektronenpendelungen kann bei ihr unmöglich die Rede sein, sondern wir haben einen scheinbar ste- tigen, in Wirklichkeit aber unstetigen Elektronenfluß vom Glühdraht zur Anode. Die Ausstrahlung der Diode hat daher den gleichen Charakter wie der Triode. Dagegen ist ihre Arbeitsweise (die Schwin- gungen gehorchen der Thomsonschen Formel nicht!) wieder total verschieden von allem bisher überlegten. Sie wird durch Bild 12 bis 14 veranschaulicht. Gleich- zeitig kann man in Bild 12 sehen, wie auch bei der Triode der erste Anlaß zu Schwingungen gegeben wird (vgl. Abs. **7**). Wenn nämlich die ersten überhaupt erzeugten Ionen die RLZ erreichen, sendet der Glüh- draht einen verstärkten Elektronenstrom aus (Bild 12, Phase 3 und 4), worauf sich bei der zweitmaligen Ionisierung die Verhältnisse in gleicher Weise, nur

Digitized by Google

potenziert abspielen (Bild 13). Von diesem Bild unterscheidet sich 14 allein durch die andere, uns nun bekannte Verteilung der Gasreste und das Aufhören oder wenigstens Kleinerwerden des stetigen Elektronenstroms. Bei der Diode wird auch ein Extremvakuum erzeugt, Elektronen s c h w i n g u n g e n sind bei dem „Pumpvorgang“ durchaus nicht erforderlich. Die Diode hat also nach dieser Auffassung ziemlich die gleiche „Einlaufzeit“ wie die Triode. Diese Zeit ist bei beiden Röhren meßbar, wenn man als $E_g$ nicht Gleich-, sondern Wechselspannung verwendet und deren Frequenz steigert, bis das Rohr nicht mehr schwingt, wie es schon W e c h s u n g (26) getan




Bewegung der Elektronen, + -Ionen und Gasreste in einer Diode.
K = Kathode, A = Anode, J = Ionisierungszone.
Bild 12. Beim Einschalten. Bild 13. Kurze Zeit später. Bild 14. Beim vollen Schwingen.

hat, allerdings ohne daraus Schlüsse wie den genannten zu ziehen. Aber die Diode hat einen kleineren Spielraum für den Schwingungsbereich, man kann Größenverhältnisse, Gasdruck und Spannungen nicht in dem Maß variieren wie bei Trioden. Könnte man von beiden Oszillogramme aufnehmen, so fände man (Bild 15 und 16), daß die Triode eine mehr oder weniger sinusförmige (vgl. Abs. **23**), die Diode eine zackenförmige (27) Charakteristik hat. Dem entsprechend hätte man für die Diode eine schärfere Resonanzkurve zu erwarten.

### 23. Der Anodenstrom.

Zum vollen Verständnis der Triode, zu der wir zurückkehren, fehlt uns jetzt nur noch ein wesentlicher Punkt: die Aufklärung der so rätselhaft

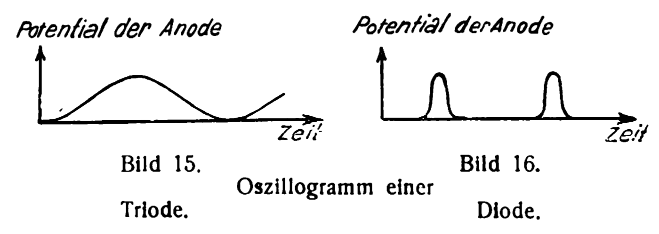



Bild 15. Oszillogramm einer Triode. Bild 16. Oszillogramm einer Diode.

scheinenden Elektronenströme, die an der Anode nach außen abfließen, wenn das Rohr schwingt, trotzdem die Anode ein negatives Potential hat. Hierin liegt aber gar nichts geheimnisvolles, sowie man die positive Doppelschicht vor der Anode im Auge behält und sich ferner klar macht, daß alle vorher gezeichneten Feldverteilungskurven nur für den stationären Fall Geltung hatten. Hierin lag eine bequeme Idealisierung, eine Vereinfachung, die vorher gerechtfertigt war, die aber jetzt fallen muß[8]). Indem nämlich der in Abs. **19** genannte Hochfrequenzstrom hin- und herschwingt, verschiebt er die Potentiale der Elektroden im gleichen Takt und um erhebliche Beträge, wodurch ja gerade die Ausstrahlung zustandekommt. Dies bringen die Bilder 17-19 zum Ausdruck, in denen $E_k$ (stationär) $= E_a$ (stationär und effektiv) $= 0$ Volt und $E_g$ (effektiv) $= 100$ Volt ist. Der jeweilige Ort der größten Elektronendichte ist durch starke Pfeile angegeben, die stationäre Feldkurve in Bild 18 punktiert eingetragen. Ueber die stationäre Kurve läuft sozusagen ein Wellenzug und verschiebt — was für uns besonders bedeutungsvoll ist — die Fußpunkte an der Kathode und Anode. Das Tieferrücken an der Kathode, allerdings verbunden mit verstärkter RL, in Bild 17 bedeutet erhöhte Emission, das entsprechende Höherrücken an der Anode **heißt**: hier können die Elektronen, die noch auf die Anode

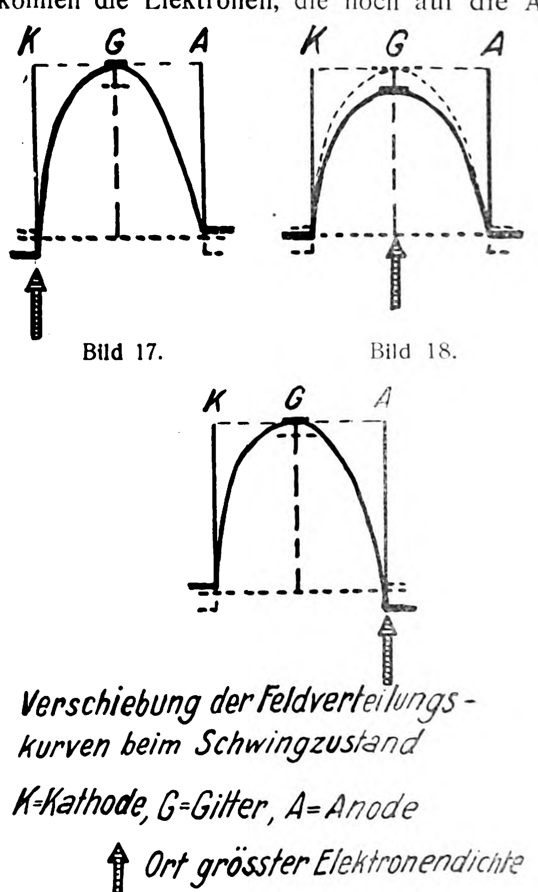



Bild 17. Bild 18.

Bild 19.

zufliegen, nach außen austreten. In Bild 19 haben sich die Verhältnisse gerade umgekehrt. Diese Betrachtung belehrt uns darüber, daß außer den Elektronen s c h w i n g u n g e n auch noch s t o ß weise Elektronenemission der Diode auch bei der Triode möglich ist. Beide Vorgänge können sich überlagern, wie weit der eine oder beide gleichzeitig (je nach den Betriebsbedingungen) vorliegen, mag unerörtert bleiben. Beachtet man nun noch die positive Doppelschicht vor der Anode, von der wir gesagt haben, daß sie das dortige Potential effektiv positiver macht, so finden wir, daß hier zu „gewissen“ Zeiten Elektronen abfließen können. Die Stärke dieses Stromes hängt selbstverständlich vom Potential der Anode, ferner von der Höhe der Doppelschicht (man bedenke hier auch, welche Rolle die negative *DS* auf der Außenseite des Gitters spielt) und der Höhe der Potentialschwankungen ab, dann aber noch von

[8]) Worauf schon B e n h a m und M ü l l e r u. T a n k hinwiesen(28)

Digitized by Google

:endwelchen Phasenverhältnissen, von denen wir zt wissen (28), daß sie höchst verwickelter Natur ıd. Sagen wir kurz: der Anodenstrom hängt von r Form der Oszillographenkurve (Bild 13) ab. Es ire möglich, dies Bild zu erweitern, indem man ch noch die Potentialschwankungen an den Elek- ›den und Gitter- und Anodenströme darstellte. erdurch vermöchte die Frage des Anodenstroms ıd seiner Abhängigkeit von $E_g$, $E_a$ und weiteren ırametern restlos geklärt werden, doch wollen wir, ıe durch saubere Messungen sichere Grundlagen erzu geschaffen sind, an dieser Stelle die Frage cht weiterspinnen.

### 24. Uebersicht.

Vergegenwärtigen wir uns zum Schluß noch nmal die Größen, durch welche die Wellenlänge ɜi der B.-K.-Schaltung bestimmt wird. Wir haben ɜren kontinuierlich und sprunghaft ver- nderliche.

Beginnen wir mit den gegebenen Daten jedes öhrenindividuums, mit $Q = r_g : r_a$, dem gegeben iasdruck und der gegeben Gaszusammensetzung. n der Röhre haben wir die rein elektrischen Größen $E_g$, $E_a$, $I_h$ resp. $I_{em}$, weiter die Geschwindig- eiten der beteiligten Ionen und deren ugehörige Ionisierungsspannungen, dazu ommen die (sicher auch pulsierenden) *DS* auf Gitter nd Anode, die unstetige, stoßweise Elektronen- mission, nach anderer Auffassung (29) Kapazität ìitter-Anode und Induktivität ihrer Verbindungs- eitungen, ferner die Dielektrizitätskonstante (30) des :lektronengases und ihre Veränderlichkeit, Phasen- ınterschiede zwischen Strom und Spannung (28, 33), chwingende Raumladung (31), zuletzt im Außen- reis ein mehr oder weniger abgestimmtes System 32) mit Kapazität und Induktivität, Kopplung, Dämp- ung, so bemerken wir, es sind deren nicht ganz we- ige. Durch ihre große Zahl und die Mannigfaltig- keit der durch sie hervorgerufenen Erscheinungen wird das Verständnis auch anscheinend einfacher Vorgänge ungeheuer erschwert (selbst wenn es ge- lang, einige der Parameter auszuschalten), wenn man keinen geeigneten Wegweiser besitzt.

Das Gesamtsystem stellt sich auf einen be- stimmten Schwingungszustand ein, wählt eine Wellenlänge bestimmter Intensität aus, nicht Einzel- teile. Je nach den mitwirkenden Faktoren ist die Wellenlänge von $E_g$ abhängig oder nicht, oder man hat einen Strahler nullter oder erster Ordnung vor sich.

### 25. Schluß.

Zu guter Letzt soll kurz auf einen Punkt hingewie- sen werden, der Bezug auf die hier vorgebrachten Anschauungen zu haben scheint. Die Ueberlegungen von Abs. **10** gaben uns ein Mittel, Räume zu evaku- ieren. Bei dem niedrigsten sicher gemessenen Vakuum von $10^{-8}$ mm oder $10^{-11}$ Atmosphären sind im $cm^3$ immer noch $3 \cdot 10^7$ Moleküle vorhanden, von denen man noch einen großen Teil entfernen kann. Je schwerer die Moleküle, um so besser wird das Extremvakuum und um so schneller wird es erreicht. Vielleicht liegt hierin der tiefere Grund für den Erfolg des „Aus- waschens" (34) von Vakuumapparaten mit Hg-Dampf und Elektronen. Selbstevakuierungsvorgänge findet man allenthalben, die in ähnlicher Weise erklärlich sind. Eine Röntgenröhre, ja eine gewöhnliche Glüh- lampe hat nach diesen Vorstellungen im Betrieb resp. nach dem „Klarbrennen" ein besseres Vakuum wie nach der Fabrikation. Hier ist möglicherweise auch die Wirkungsweise der „Getter" zu suchen. Man versteht hierunter bestimmte, ausgewählte Substan- zen (roter Phosphor ist wohl der älteste Repräsen- tant), die man absichtlich in kleinen Mengen in einen zu evakuierenden Apparat einbringt. Beim Brennen der Glühdrähte und Durchfließen eines Elektronen- stroms wird die Substanz verdampft, ionisiert und die Ionen werden an unschädliche Stellen geschafft (35).


### Zusammenfassung.

Es wird versucht, das Zustandekommen der Barkhausen-Kurz-Schwingungen auf atom- und elektronentheoretischer Grundlage zu verstehen. Dabei ergibt sich, daß

1. ein Gasrest notwendig ist, daß derselbe aber beim Schwingen zur Kathode und Anode verdrängt wird, während der Raum um das Gitter gasfrei ist;
2. die Primärelektronen im Takt der Schwingungen aus dem Glühdraht austreten und sehr oft hin- und herpendeln, ehe sie ausscheiden. Im gleichen Takt wird durch Ionen (Rückkopplung) die Raum- ladung zerstört, und zwar in einer Phase gegen- über dem Elektronentakt, daß die frischen Elek- tronen stets in Phase mit den bereits vorhandenen schwingen. Gewisse, für die Ionen charakteristi- sche Konstanten bestimmen im Verein mit der Gitter- und Anodenspannung die Wellenlänge.
3. die (antennenlose) Barkhausen-Kurz- Röhre vermöge des Wechselfeldes ihrer Anode (und auch die Diode ohne Magnetfeld) einen „Strahler nullter Ordnung" vorstellt, deren Raumstrahlung kugelsymmetrisch ist.

Im hiesigen Institut wird im Hinblick auf die hier vorgetragene Anschauung an einer Reihe von Fra- gen gearbeitet, resp. es werden Arbeiten in Angriff genommen, worüber bei Gelegenheit an dieser Stelle berichtet werden soll.


In dieser Mitteilung, die aus einer Seminar- diskussion entstanden ist und die das Thema keines- wegs erschöpft, habe ich den Versuch unternommen, die Probleme von einer anderen Seite, als dies ge- wöhnlich geschieht, zu beleuchten und möglichst weit- greifend zu behandeln, wobei einige gewollte und bedauerlicherweise einige ungewollte Lücken geblie- ben sind. Ein Teil der hier vorgetragenen Gedanken findet sich bereits in der Literatur zertreut, einen Teil von schon bekannten mag ich als Nichtfachmann übersehen haben, einiges scheint mir neu. Ob dieses richtig ist, vermögen erst Versuche zu entscheiden.

### 26. Literatur.


1) H. Barkhausen und Kurz, Physikal. Ztschr. **21**, S. 1, 1920; siehe auch S. I. Zililinkewitsch, Arch. f. Elektro- techn. **15**, S. 470, 1926.
2) R. Whiddington, Rad. Rev. Nov. 1919, Proc. Cambr Phil. Soc. **19**, S. 346, 1920.
3) Jedes moderne Lehrbuch.
4) A. Katsch, Ztschr. f. Physik **32**, S. 287, 1925.
5) E. Gehrcke und R. Seeliger, Verh. Dt. Phys. Ges. **15**, S. 438, 1913; J. Franck und G. Hertz, ebenda **15**, S. 391, 1913.


Digitized by Google

6) W. Schottky, Physikal. Ztschr. **15**, S. 624, 1914; A. Wehnelt und H. Bley, Ztschr. f. Phys. **35**, S. 338, 1926.
7) M. T. Grechowa, Ztschr. f. Physik **38**, S. 621, 1926; N. Kapzow, Ztschr. f. Physik **35**, S. 129, 1925; Cl. Schäfer und Merzkirch, Ztschr. f. Physik **13**, S. 166, 1923. H. E. Hollmann, Ann. d. Phys. (4) **86**, S. 129, 1928.
8) J. Franck und P. Jordan, Struktur der Materie, Band III.
9) H. Sponer, Ztschr. f. Physik **7**, S. 185, 1921; W. Hanle, Naturwissensch. **15**, S. 832, 1927; von Hippel, Ann. d. Physik (4) **87**, S. 1035, 1928.
10) G. Mierdel, Physikal. Ztschr. **28**, S. 344, 1927.
11) J. W. Johnson, Ann. d. Physik **67**, S. 154, 1922; W. Schottky, ebenda S. 157.
12) M. T. Grechowa, Ztschr. f. Physik **35**, S. 59, 1926; N. Kapzow, ebenda **35**, S. 129, 1926; R. Whiddington, siehe 2; N. N. Nettleton, Proc. Nat. Acad. America **8**, S. 353, 1922.
13) E. Pierret, J. Phys. et Rad. (6) **8**, S. 985, 1927, auch das Gegenteil kommt vor: Cl. Schäfer und Merzkirch, (siehe 7).
14) Aehnlich, wenn auch mit anderer Deutung: F. N. Newman, Phil. Mag. (4) **44**, S. 215, 1922; vgl. dazu auch F. Skaupy, Ztschr. f. Physik **2**, S. 213, 1920.
15) I. Langmuir, Am. Chem. Soc. **38**, S. 2283, 1916, siehe auch M. Pirani, Ztschr. f. Physik **9**, S. 327, 1922.
16) R. W. Wood, Physikal. Ztschr. **13**, S. 353, 1912.
17) J. Sahánek, Physikal. Ztschr. **26**, S. 368, 1925 und **29**, S. 640, 1928.
18) W. I. Romanoff, ebenda **28**, S. 770, 1927 und Cl. Schäfer und Merzkirch, (siehe 7).
19) H. E. Hollmann, (siehe 7), Teil II, § 6.
20) N. Kapzov und S. Gwosdower, Ztschr. f. Physik **45**, S. 114, 1927, Figur 8! und H. E. Hollmann, (siehe 7), Figur 13—14!
21) W. Wien, Ann. d. Phys. (4) **83**, S. 1, 1927, Fr. G. Slack Phys. Rev. (2) **28**, S. 1, 1926 mißt direkt die Lebensdauer angeregter H-Atome.
22) Kirchner, Ann. d. Phys. **77**, S. 287, 1925.
23) F. Aigner, Unterwasserschalltechnik 1922.
24) H. E. Hollmann, (siehe 7).
25) L. A. Pardue u. J. S. Webb, Phys. Rev. (2) **32**, S. 946, 1928. L. Tonks u. J. Langmuir, Phys. Rev. (2) **33**, S. 195, 1929.
26) W. Wechsung, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. **32**, S. 85, 1928.
27) Beobachtet von R. Bär, M. v. Laue und E. Meyer, Ztchr. f. Physik **20**, S. 83, 1923.
28) W. E. Benham, Phil. Mag. (7) **5**, S. 641, 1928; Müller und F. Tank, Helv. Phys. Acta **1**, S. 447, 1928.
29) K. Kohl, Ann. d. Phys. **85**, S. 1, 1928; Physikal. Ztschr. **28**, S. 732, 1927; S. I. Zilitinketitsch, (siehe auch I
30) K. Kohl, Ztschr. f. techn. Physik **9**, S. 472, 1928.
31) B. van der Pol, Physika **5**, S. 1, 1925; Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **25**, S. 121, 1925; F. Tank u. E. Schildknecht, Helv. Phys. Acta **1**, S. 110, 1928.
32) Typus von E. W. B. Gill und J. H. Morrell, Phil. Mag (6) **44**, S. 161, 1922; **49**, S. 369, 1925; Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **27**, S. 54, 1926.
33) O. Pfetscher, Physikal Ztschr. **29**, S. 449, 1928, siehe auch 30.
34) M. Pirani, Ztschr. f. Physik **9**, S. 327, 1922; M. A. Schirmann, Physikal. Ztschr. **27**, S. 749, 1926.
35) H. Simon, Ztschr. f. Techn. Physik **8**, S. 434, 1927.

Ausführliche Literaturhinweise finden sich in K. Kohl, Ann. d. Physik (4) **85**, S. 1, 1928 und W. J. Romanoff, (siehe 18) und in H. E. Hollmann, Ztschr. f. Hochfr. **33**, S. 27, 66 und 101, 1929.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.

(Eingegangen am 30. Januar 1929.)

# Quarzsteuerung von Kurzwellen-Empfängern.

Von **P. von Handel, K. Krüger** und **H. Plendl.**

141. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof (Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik).

### Inhaltsangabe.



### Einleitung.

Die Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt hat in den letzten Jahren auf die Brauchbarkeit der kurzen Wellen für den Verkehr mit Luftfahrzeugen in mehreren Veröffentlichungen[1]) hingewiesen. Es zeigte sich, daß bei Verwendung quarzgesteuerter Telegraphiesender für eine Verbindung in Richtung vom Luftfahrzeug zum Boden verhältnismäßig sehr kleine Leistungen ausreichten, z. B. 2 Watt für einen durchgehenden Verkehr bis zu etwa 600 oder 800 km. Hierbei erwies es sich als gleichgültig, ob das mit fester Dipolantenne ausgerüstete Luftfahrzeug während des Fluges in beliebiger Höhe sendete oder vor Start bzw. nach Landung vom Boden aus. Die Quarzsteuerung sorgte auch für Unabhängigkeit der ausgestrahlten Wellen von Erschütterungen jeglicher Art, wie sie in Luftfahrzeugen, besonders Flugzeugen, nun einmal nicht zu vermeiden sind. Man hatte am Empfangsort in der Tat keinerlei Kriterium dafür, ob sich das Flugzeug mit stillstehendem oder laufendem Motor am Boden befand, oder mit vollaufendem Triebwerk in der Luft, da weder aus der Stärke noch aus der Klarheit des Empfangstones ein Schluß auf den augenblicklichen Bewegungszustand des Flugzeuges zu ziehen war.

Ein anderes Bild ergab sich jedoch für den Empfang eines Bodensenders in der fliegenden Maschine. Wenn auch hier nicht, wie früher von anderer Seite geglaubt und behauptet wurde, die Aufnahme von Kurzwellen-Zeichen völlig unmöglich war, so erwiesen sich doch eine Reihe von Faktoren von mehr oder minder störendem Einfluß auf einen sauberen Empfang, nämlich Lärmgeräusche, Zündstörungen und Erschütterungen.

Es galt nun Mittel zu finden, diese Störungsquellen in ihrer Auswirkung auf den Empfang möglichst weitgehend unschädlich zu machen.

[1]) H. Faßbender, K. Krüger und H. Plendl, Naturwissenschaften **15**, S. 357, 1927; H. Plendl, Ztschr. f. techn. Physik **11**, S. 456, 1927; H. Faßbender, Luftfahrtforschung **1**, S. 121, 1928; K. Krüger und H. Plendl, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **31**, S. 169, 1928; K. Krüger u. H. Plendl, Jahrb. d. drahtl. Tel. **33** S. 85, 1928; außerdem: Kurswellenversuche bei der Amerikafahrt des Luftschiffes „Graf Zeppelin" ETZ **50**, S. 16, 1929.


Digitized by Google

Als bestes Mittel gegenüber den an sich schwer bekämpfenden Lärmgeräuschen[2]) erwies sich eine ɜbung der Zeichenstärke über die veränderte Reiz-hwelle des Ohres hinaus, z. B. durch Zuschaltung ıer weiteren Niederfrequenz-Verstärkerstufe. Be-glich der Störungen durch die Zündanlage des otors zeigte sich, daß diese in den für die Versuche ıuptsächlich verwendeten Metallflugzeugen im all-meinen nur einen geringen Einfluß auf den Emp-ng ausübten. Je reiner der von einem quarz-steuerten Sender im Empfänger hervorgerufene eberlagerungston war, desto deutlicher hoben sich e Zeichen aus dem Störspiegel der Zündstörungen ɜraus.

Als schwer zu bekämpfende Störquellen erwiesen ch dagegen die Einflüsse der Erschütterungen. Bei ɔch so sorgfältiger Aufhängung der Empfänger in ummischnüren ergab sich stets während des Fluges ne mehr oder minder starke Zerstörung des Ueber-gerungstones, welche einen einwandfreien Empfang ɜhinderte. Die untersuchten Empfänger zeigten iese Erscheinung der Tonzerstörung in verschiede-ɜm Maße. Meist gaben gerade diejenigen Geräte, 'elche sich bei Aufstellung am Boden durch Kon-tanz und Empfindlichkeit auszeichneten, im Flug-ɜug einen rauhen, erschütterungsmodulierten Ton der gar völlig tonzerstörte Zeichen, welche sich aus em Störspiegel nur schlecht heraushoben. Andere mpfänger, welche weniger empfindlich waren, d. h. ine kleinere Lautstärke ergaben, zeigten meist einen eringeren Grad der Tonzerstörung.

Durch wiederholte Versuche wurde festgestellt, aß die Erschütterungen nicht nur durch die Auf-ängung der Geräte übertragen wurden, sondern auch urch die Luft. Einzelne Empfänger zeigten beispiels-veise eine deutliche Mikrophonwirkung, man konnte n angeschlossenen Kopfhörer ohne Schwierigkeit Vorte verstehen, welche gegen das Gehäuse ge-prochen wurden. Es genügten also ganz geringe ɜrschütterungen, um auf den Empfang störend ein-uwirken. Setzte man einen solchen Empfänger in in Gehäuse mit Blei- und Kupferwänden, so wurden liese Einwirkungen sofort bedeutend verringert, da-ür ergaben sich jedoch Baugewichte, welche für inen Flugzeugempfänger nicht zugestanden werden ɩonnten.

So blieb zunächst nichts anderes übrig, als die ɜrschütterungsempfindlichkeit durch sorgfältige Bau-veise, durch Auswahl stabiler Einzelteile und Ver-neidung beweglicher Leitungen möglichst herab-usetzen. Auf diese Weise wurden auch in der Tat ortschritte erzielt, doch waren diese Erscheinungen o schwierig zu beherrschen, daß von zwei genau ɡleich gebauten Empfängern der eine sich bezüglich ɜrschütterungsempfindlichkeit ganz anders verhalten ɩonnte wie der andere.

Ferner wurde beobachtet, daß ein Empfänger sich nit der Zeit verschlechterte, d. h. empfindlicher gegen Erschütterungen wurde. In einem anderen Fall zeigte ein recht brauchbares Gerät nach einer gering-fügigen, nur den Wellenbereich ändernden Umschal-tung plötzlich die Eigenschaft der Tonzerstörung in besonders hohem Maße.

[2]) H. Faßbender und K. Krüger, Geräuschmessungen in Flugzeugen, Ztschr. f. techn. Physik 8, S. 277; 1927.

Hinzu trat in den meisten Fällen noch eine andere, die Güte des Empfanges beeinträchtigende Erscheinung. Stellte man einen als gut bekannten Empfänger bei Abwesenheit von Erschütterungen auf einen Sender ein und bewegte dann das Gerät in seiner Aufhängung ein wenig auf und ab, so kam der Ueberlagerungston im Rhythmus dieser Bewegungen ins Schwanken. Auch diese Erscheinung trat bei den verschiedenen Empfängern in verschiedenem Maße auf und war schwierig zu beseitigen. In manchen Fällen half eine Erdung des Metallgehäuses am Gerät, meist aber erwies sich dieses Mittel als unzureichend zur Behebung der Schwankungsempfindlichkeit.

Während also für die kurzen Wellen die Senderfrage im Flugzeug bereits als in weiten Grenzen gelöst gelten konnte, befand sich die Entwicklung eines

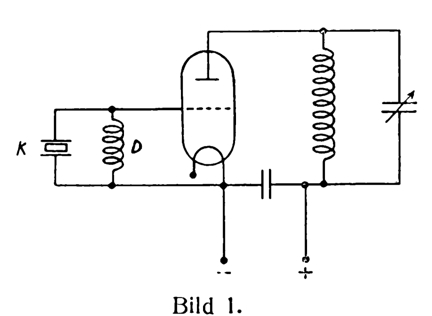



Bild 1.
Schaltbild eines quarzgesteuerten Senders.

brauchbaren Kurzwellen-Empfängers für Flugzeuge noch in den ersten Anfängen.

Offenbar mußte zur Beseitigung der Erschütterungsempfindlichkeit nicht nur im Sender eine Frequenzstabilisierung vorgenommen werden, sondern auch auf der Empfangsseite. Gelang dies, so konnten die auftretenden Vibrationen nicht mehr von derart nachteiligem Einfluß auf die Güte des Empfanges sein, denn tonzerstörend wirkten ja nur die von den Erschütterungen hervorgerufenen Frequenzänderungen. Bei festgehaltener Frequenz mußte der Ueberlagerungston vielmehr musikalisch rein bleiben und konnte nur noch einer Amplitudenschwankung unterworfen sein, von der nicht anzunehmen war, daß sie sich nachteilig bemerkbar machen würde.

Es lag nun der Gedanke nahe, die Frequenzstabilisierung des Empfängers durch Quarzsteuerung vorzunehmen. Zu diesem Zwecke erschien in erster Linie die Entwicklung einer Methode nötig, welche gestattet, die Ueberlagerungsfrequenz des Empfängers in gewissen Grenzen stetig oder auch sprunghaft zu ändern, ohne jedoch die frequenzstabilisierende Eigenschaft der Quarzsteuerung wesentlich herabzumindern. Denn es ist zweckmäßig, die Ueberlagerungstonhöhe des Empfängers beliebig einstellen zu können. Ueberdies ändert sich mit der Zeit der Ueberlagerungston durch verschiedene Erwärmung[3]) oder durch Verlagerung des Quarzkristalles innerhalb der Fassung, so daß die Ueberlagerungsfrequenz sogar über den Hörbarkeitsbereich hinaus gehen kann. Die Schwierigkeit, zwei oder mehrere Kristalle so genau zu schleifen, daß sie sich unter gleichen Bedingungen tonüberlagern sowie auch die Schwierig-

[3]) Vergl. hierzu F. Gerth und H. Rochow, Die Temperaturabhängigkeit der Frequenz des Quarzresonators. E.N.T. 5, S. 549 bis 551, 1928; Nr. 12, Daselbst auch weitere Literatur.


Digitized by Google

keit einer geeigneten Einrichtung für Konstanthaltung der Temperatur beider Quarze[4]) sollte aber nach Möglichkeit vermieden werden.

### A. Frequenzstabilisierung durch tonüberlagernde Quarzkristalle.

Das oben geforderte Verhalten quarzgesteuerter Schwingungen läßt sich nun durch Einführung einer zusätzlichen Rückkopplung angenähert erreichen.

Die einfache Schaltung eines quarzgesteuerten Senders, in der die Rückkopplung nur durch den

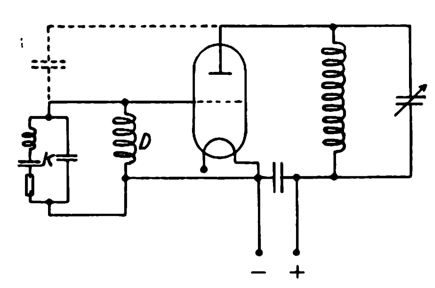



Bild 2.
Quarzgesteuerter Sender. Ersatzschaltbild des Quarzkristalles.

Kristall selbst und die innere Röhrenkapazität von Gitter-Anode zustande kommt, zeigen die Bilder 1—3. In dieser Schaltung liegt der Quarzkristall direkt zwischen Gitter und Kathode. Die Drossel *D* in Bild 1—3 dient nur zur Ableitung des Gittergleichstromes und soll für Hochfrequenz einen sehr hohen Widerstand darstellen, der daher bei der Betrachtung der Schwingungen nicht berücksichtigt zu werden braucht. Bild 1 zeigt den Kristall *K* in der üblichen

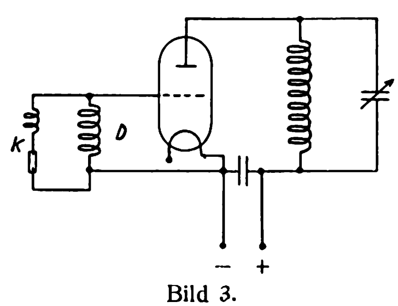



Bild 3.
Quarzgesteuerter Sender. Darstellung der Impedanz des Quarzkristalles.

Darstellung, in Bild 2 ist das elektrische Ersatzschaltbild des Kristalls gezeichnet, in Bild 3 der resultierende Blind- und Wirkwiderstand des Kristalls, welcher erforderlich ist, um eine stabile Schwingung zu ermöglichen. Man sieht, daß in Bild 3 die Schaltung sich auf die bekannte Huth-Kühn-Schaltung zurückführen läßt[5]).

Die zusätzliche Rückkopplung besteht darin, daß zu der vom Schwingkreis über die Gitter-Anodenkapazität dem Quarzkristall aufgedrückten Spannung noch eine phasengleiche oder wenig phasenverschobene Zusatzspannung in Serie geschaltet wird. Das kann zweckmäßig in Schaltungen wie Bild 4 oder 5, welche beide hinsichtlich der Quarzsteuerung gleichwertig sind, erreicht werden.

Diese beiden Schaltungen geben die zwei möglichen Wege. Bild 4 zeigt ein quarzgesteuertes Schwingaudion, welches mit Selbstüberlagerung arbeitet, Bild 5 stellt einen quarzgesteuerten Fremdüberlagerer dar, den man sich auf ein entdämpftes Audion arbeitend denken muß. Diese beiden Wege werden im folgenden unter Abschnitt 1 und 2 getrennt behandelt.

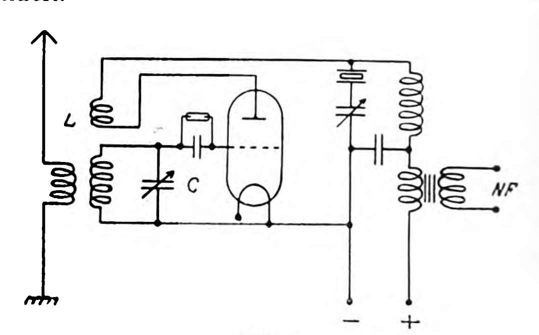



Bild 4.
Quarzgesteuertes Schwingaudion mit zusätzlicher Rückkopplung.

In den Schaltungen Bild 4 und 5 transformiert die Koppelspule *L* in bekannter Weise Wechselspannung aus dem Anodenschwingkreis an das Gitter oder aus dem Gitterschwingkreis an die Anode. In diesem Falle zeigen die Schwingungen ein in mancher Hinsicht anderes Verhalten wie in der Schaltung nach Bild 1—3. Bei Durchdrehen des Abstimmkondensators *C* setzen die Schwingungen leichter ein als bei

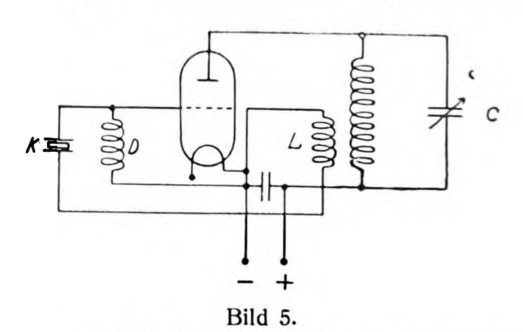



Bild 5.
Quarzgesteuerter Sender (Fremdüberlagern) mit zusätzlicher Rückkopplung.

Schaltung 1—3 und lassen sich überdies in gewissen Grenzen über die eigentliche Resonanzstelle des Schwingkreises mitziehen, wobei die Frequenz sich um einige hundert Hertz ändert, bis die Schwingungen plötzlich abreißen.

Außerdem macht sich aber noch eine andere Erscheinung bemerkbar. Es ist bekannt, daß auch Kristalle in Schaltung nach Bild 1—3 nur dann einwellig sind, wenn sie sorgfältig geschliffen und ausgewählt werden, während sonst sich häufig mehrere nahe beieinander liegende oder auch um einige Kilo-Hertz getrennte Schwingungen einstellen lassen, ein Zustand, der bei der Entwicklung quarzgesteuerter Sender sich oft höchst unangenehm bemerkbar machte. Es zeigt sich aber, daß auch Kristalle, die in Schaltung 1—3 einwellig und daher zu Sendezwecken durchaus brauchbar sind, bei entsprechend starker zusätzlicher Rückkopplung sich in mehreren

[4]) Eine größere Zahl von Quarzkristallen wurde für die vorliegenden Untersuchungen von der Loewe-Radio G. m. b. H. vorbereitet und zur Verfügung gestellt.

[5]) Eine genaue Untersuchung der Schwingvorgänge kristallgesteuerter Sender soll in einer späteren Arbeit veröffentlicht werden.



Wellen erregen lassen, welche ohne diese Zusatzkopplung nicht einsetzen. Im allgemeinen liegen diese Wellen ganz dicht um die Hauptwelle herum und unterscheiden sich oft nur um wenige hundert Hertz voneinander. Dies äußert sich dann in der Weise, daß bei Durchdrehen des Abstimmkondensators $C$ zunächst eine Welle einsetzt, die sich, wie oben geschildert, mehrere hundert Hertz weit ziehen läßt, bis sprungartig die nächste Welle mit einem anderen Ton einsetzt. Dieser Vorgang kann mit Hilfe eines konstanten Empfängers abgehört werden, der einmal eingestellt wird und danach unverändert bleibt. Dreht man nun den Kondensator $C$ wieder zurück, so bleibt zunächst die letzte Welle bestehen und ändert sich ihrerseits stetig im allgemeinen um einige hundert Hertz, bis sprunghaft wieder die erste Welle einsetzt. Dreht man den Abstimmkondensator über einen größeren Bereich, so kann man meist mehrere solcher sprunghaft sich ändernder Schwingungen beobachten, wobei allerdings der Beobachtungsempfänger oft nachgestellt werden muß, da häufig die folgende Welle eine Ueberlagerungsfrequenz ergibt, welche über der Hörbarkeitsgrenze liegt.

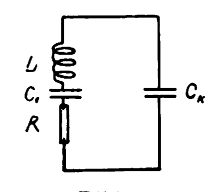



Bild 6.
Ersatzschaltbild des Quarzkristalles.

Mitunter zeigt sich beim Durchdrehen des Abstimmkondensators ein größerer Bereich, in dem keine Schwingungen einsetzen. Diese treten erst wieder bei weiter entfernt liegender Kondensatorstellung auf und meist folgen dann in deren unmittelbarer Nähe wieder eine Anzahl anderer einstellbarer Schwingungen. So konnten z. B. bei einem Kristall der Nennwelle 46,28 m zwischen 46 und 47 Meter etwa 5 Wellen und zwischen 40 und 41 Meter ungefähr wieder ebensoviele beobachtet werden.

1. Quarzgesteuertes Schwingaudion.

Das quarzgesteuerte Schwingaudion stellt, wie oben besprochen, einen der zwei möglichen Wege zur quarzgesteuerten Tonüberlagerung mit Zusatzrückkopplung dar. Die Wirkungsweise wurde bei Besprechung des Bildes 4, welches das Schaltbild zeigt, ausführlich erörtert. In dieser Schaltung war es bei allen der zahlreichen untersuchten Quarzkristalle möglich, durch verschiedene Abstimmung der Reihe nach mehrere Quarzwellen nacheinander zu erregen. Verwendete man für Senden und Empfang Quarzkristalle, deren Nennwellen nahe beieinander lagen, so konnte man im allgemeinen eine oder mehrere Quarzwellen im Empfänger einstellen, die sich mit der Senderwelle tonüberlagerten. Der Ueberlagerungston blieb völlig rein und konstant, selbst wenn der Empfänger kräftigen mechanischen und akustischen Erschütterungen ausgesetzt wurde, wie z. B. in der fliegenden Maschine. Jedoch machten sich einige nachteilige Erscheinungen bemerkbar.

Zunächst zeigte sich, daß die erzielbare Lautstärke ganz erheblich geringer war als bei Empfang ohne Kristall, und für einen praktischen Betrieb nicht ausreichte. Untersuchungen hierüber ergaben, daß die Amplituden der Eigenschwingung des nach Bild 4 geschalteten quarzgesteuerten Empfängers bedeutend größer waren als die Amplituden eines gewöhnlichen am Einsatzpunkte schwingenden Audions. Der Quarzkristall setzte nämlich entweder überhaupt nicht ein oder aber gleich mit großer Amplitude, was die Audionwirkung stark abschwächte, da die Audionröhre an einem Charakteristikpunkte und in einem Rückkopplungszustand arbeiten muß, wo die Schwingungen sehr weich oder indifferent sind. Der Kristall stellt nämlich auch in der Nähe seiner Resonanzstelle, welche gegeben ist durch die Resonanz der Größen $L$, $C_1$, $R$ im Ersatzschaltbild (Bild 6) einen erheblichen Ohmschen Widerstand dar. Dieser ist definiert durch die Gleichung.

$$R = \frac{\pi^2 \varrho Q}{8 \varepsilon_{11}^2} \cdot \frac{d}{F} \cdot 9 \cdot 10^{11}\, \Omega = 1{,}39 \cdot 10^5 \frac{d}{F}\, \Omega$$

wobei $\varrho$ die Dichte, $Q$ die „Viskosität“, $\varepsilon_{11}$ die piezoelektrische Konstante, $d$ die Dicke und $F$ die Fläche des Quarzkristalles bedeuten. Aus dieser Gleichung errechnet sich z. B. für einen Kristall von 50 m Wellenlänge und 4 cm² Fläche ein Ohmscher Widerstand von etwa 1700 $\Omega$ bei Resonanz [5]).

Der Kristall muß also in Serie mit diesem Ohmschen Widerstand resultierend eine hohe Induktivität darstellen, damit die hierdurch entstehende Rückkopplung in Reihe mit der zusätzlichen Rückkopplung der Spule $L$ zum Einsetzen der Schwingungen ausreicht. Sonst würden diese, durch den Ohmschen Widerstand des Kristalls behindert, niemals einsetzen können. Der Zustand läßt sich reproduzieren durch Einschalten eines entsprechenden Ohmschen Widerstandes in Serie mit einer Drossel an Stelle des Kristalls, wobei natürlich die Eigenschaft der Frequenzstabilisierung durch den Kristall in Fortfall kommt. Man sieht dann, daß sich die Lautstärke am Telephon gegenüber der bei gewöhnlichem Empfang in ähnlicher Weise reduziert, als hätte man den Empfänger ohne Kristall oder Ersatzglieder sehr stark rückgekoppelt. Auch dann nehmen natürlich die Amplituden der Eigenschwingung des Empfängers zu, die Lautstärke erheblich ab.

Schließlich sei noch auf eine Erscheinung hingewiesen, die zwar weniger störend war als die Abnahme der Lautstärke, die aber immerhin auch nachteilig wirkte. Der quarzgesteuerte Empfänger ergab zwar einen reinen konstanten Ueberlagerungston, war aber gegen kräftigere Erschütterungen stark amplitudenempfindlich geworden, was sich durch ein dumpf hallendes Geräusch im Hörer bemerkbar machte. Der Vorgang ist offenbar so, daß die Frequenz des Schwingaudions durch die Quarzsteuerung zwar weitgehend konstant gehalten wird, kräftige Vibrationen des Empfängergehäuses oder der Leitungen verstimmen aber so stark, daß bei konstanter Eigenfrequenz die Amplituden im Rhythmus der Erschütterungen schwanken und der sonst reine Ueberlagerungston in seiner Amplitude durch diese Erschütterungen moduliert wird.

Digitized by Google

2. Quarzgesteuerter Fremdüberlagerer.

Die geschilderten Nachteile machten es erforderlich, das unter Abschnitt 1 behandelte Prinzip zu verlassen und den anderen möglichen Weg, den der quarzgesteuerten Fremdüberlagerung, einzuschlagen. Zu diesem Zwecke wurde ein Sender in Schaltung nach Bild 5 so stark zusätzlich rückgekoppelt, daß die oben geschilderte Erscheinung des Einsetzens mehrerer verschiedener Quarzwellen eintrat. Als Empfänger wurde ein gewöhnliches Audion (also ohne Quarzkristall) daneben gestellt und durch die Rückkopplung bis an die Grenze des Einsetzens der Eigenschwingungen entdämpft. Der quarzgesteuerte Sender arbeitete hierbei als Fremdüberlagerer, der Empfänger als Audion. Die Kopplung zwischen beiden Geräten konnte durch Regelung der Amplituden des Fremdüberlagerers und durch entsprechende Aenderung der Entfernung beider Apparate eingestellt werden. Der durch Verwendung des Fremdüberlagerers erwartete Erfolg wurde zunächst erreicht. Es ließ sich auch in der fliegenden, also erschütterten Maschine ein Empfang mit reinem, frequenzkonstantem Ton erzielen, der in der Lautstärke dem Empfang im gewöhnlichen Empfänger etwa gleichwertig war. Bei entsprechend eingestellter Kopplung zwischen Fremdüberlagerer und Audion machte sich hier keine Amplitudenempfindlichkeit bemerkbar.

In bezug auf die Frequenzstabilisierung zeigte sich aber ein verschiedenes Verhalten der Hauptwelle und der Nebenwellen des Ueberlagerer-Kristalls. Bei Verwendung der Hauptwelle war der Ton beinahe ebenso empfindlich gegen Erschütterungen, als ohne Quarzsteuerung, da durch die Anwendung der Zusatzrückkopplung die frequenzstabilisierende Wirkung des Quarzkristalls stark herabgemindert wird. Diese Eigenschaft zeigte sich dagegen nicht bei den durch die zusätzliche Rückkopplung erregbaren Kristallnebenwellen; diese waren völlig stabil und unempfindlich gegen Erschütterungen.

Hier stellte sich aber eine neue Schwierigkeit ein: Die Eigenfrequenz von Quarzkristallen ist bekanntlich abhängig von deren Temperatur. Für diese sind maßgebend die innere Erwärmung durch Verluste und die Außentemperatur. Die Verlustwärme ist abhängig von der Belastung des Kristalls. Hatte man durch Erregen einer Nebenwelle einen gut hörbaren Ueberlagerungston eingestellt, so änderte sich alsbald die Temperatur des Kristalls durch dessen Belastung und durch den Einfluß der Außentemperatur im Flugzeug. Das äußerte sich in einer stetigen Aenderung der Tonhöhe, welche schließlich zu einem Auswandern des Tones über die Hörbarkeitsgrenze führte, ohne daß an der Einstellung des Empfängers etwas geändert wurde. Man war zwar in der Lage, durch den bereits geschilderten Vorgang des Mitziehens der Schwingungen bei zusätzlicher Rückkopplung die Tonhöhe in gewissen Grenzen nachzustellen. Da sich aber die Kristallfrequenz stetig im gleichen Sinne änderte, so konnte diese Maßnahme nur kurzzeitig Abhilfe schaffen. Es mußte daher die nächst folgende Kristallnebenwelle erregt werden, sobald der Ueberlagerungston der ersten zu hoch geworden war. Im günstigen Falle erzielte man damit sofort eine neue Tonüberlagerung. Im allgemeinen aber gab diese neue Kristallfrequenz eine Ueberlagerung, die noch außerhalb der Hörbarkeitsgrenze lag, und es war vorerst kein Empfang möglich. Ließ man nun die ganze Apparatur eine Weile unverändert, so wurde schließlich die Ueberlagerungsfrequenz dieser zweiten Nebenwelle hörbar, anfänglich mit sehr hohem Ton, dann allmählig tiefer und lauter werdend. Mit dieser zweiten Nebenwelle wiederholte sich nunmehr im allgemeinen dasselbe Spiel wie vorher bei der ersten.

Es zeigte sich also, daß infolge der Temperaturabhängigkeit der Quarzfrequenzen zur Ermöglichung eines dauernden Empfangs die einzeln erregbaren Kristallnebenwellen nicht mehr als einige tausend Hertz auseinander liegen dürften, entsprechend dem gut hörbaren Tonbereich. Das war aber bei den zahlreichen hier verwendeten Quarzkristallen nicht der Fall. Ein brauchbarer Empfang nach dieser Methode wäre also nur durch Temperaturkonstanz des Sender- und Empfänger-Quarzes zu erreichen. Gegen den Einfluß der Außentemperatur ließe sich durch geeignete Thermostaten, in die der Kristall mit Fassung gesetzt wird, ein wirksames Schutzmittel finden, wenn auch dessen Anwendung in Hinsicht auf Raumbeanspruchung und Einfachheit keine ideale Lösung ist, dort wo es sich um möglichst kleine und einfache Geräte handelt wie im Flugzeug. Dagegen stieße die Schaffung eines Ausgleiches für die innere Erwärmung der Quarzkristalle, welche sich bei Anwendung des geschilderten Prinzipes nicht vermeiden läßt, schon auf sehr viel größere Schwierigkeiten. Denn es liegt im Wesen dieser Methode, daß durch die zusätzliche Rückkopplung und die veränderte Abstimmung, welche die verschiedenen Nebenwellen des Kristalles erregen, der Quarz mit verschiedenen Spannungen belastet wird und sich hierdurch im Lauf des Betriebes stets verschieden erwärmen muß. Aus diesen Gründen ist also ein betriebssicherer Zustand auch bei Empfang mit quarzgesteuerter Fremdüberlagerung im Hörbarkeitsbereich mit einfachen Mitteln nicht erreichbar.

### B. Frequenzstabilisierung durch hochfrequentüberlagernde Quarzkristalle.

Die quarzgesteuerte Ueberlagerung mit zusätzlicher Rückkopplung, welche im Hörbarkeitsbereich arbeitet, führt, wie gezeigt, im praktischen Betrieb sowohl bei Anwendung von Selbstüberlagerung wie von Fremdüberlagerung zu Schwierigkeiten. Der Hauptnachteil besteht darin, daß man dem stetigen Auswandern des Ueberlagerungstones über die Hörbarkeitsgrenze praktisch machtlos gegenübersteht.

Das eingangs gestellte Problem, einerseits die Eigenfrequenz des Empfängers zu stabilisieren, andererseits die Höhe des Empfangstones beliebig einstellen und nachstellen zu können, muß also auf einem anderen Wege gelöst werden. Die Lösung wird nicht dadurch erreicht, daß, wie in Abschnitt A. die Erfüllung dieser beiden Bedingungen in einer geeigneten Wirkungsweise des Quarzkristalles gesucht wird; bei der im folgenden behandelten Methode wirkt vielmehr der Quarzkristall nur als Frequenzstabilisator, während die Forderung der Einstellbarkeit der Empfangstonhöhe durch andere, hiervon unabhängige Mittel erreicht wird:

Digitized by Google

Die Quarzwellen von Sender und Empfänger werden derart gewählt, daß sie sich hochfrequent überlagern. Diese Ueberlagerungsfrequenz entspricht einer langen Welle und ist hier als Zwischenfrequenz aufzufassen, die durch ein Langwellen-Audion hörbar gemacht wird. Der tonreine Empfang einer langen Welle bietet aber keine besonderen Schwierigkeiten. Bei diesem Prinzip ist die Eigenfrequenz des Empfängers auf der kurzen Welle durch den Quarzkristall stabilisiert und die Höhe des Empfangstones kann am Langwellen-Audion beliebig ein- und nachgestellt werden.

Zur Erprobung dieses Prinzips wurde folgende Versuchsanordnung verwendet.

lagerer arbeitet hier jedoch ohne Zusatz-Rückkopplung, wodurch der Kristall nur in seiner Hauptwelle schwingen und dadurch sehr schwach belastet werden kann. Diese Belastung ist außerdem konstant, da im Gegensatz zu früher die Einstellung dieses Gerätes im Betriebe unverändert bleibt. Das hat zur Folge, daß die innere Erwärmung des Kristalles gering ist, nach einer gewissen Zeit einen Gleichgewichtszustand erreicht und daß somit die Frequenzänderung im wesentlichen nur von Schwankungen der Außentemperatur abhängt.

Diese Frequenzänderungen bei Sender und Empfänger sind hier also erheblich geringer als bei den früheren Anordnungen und verschwinden im all-

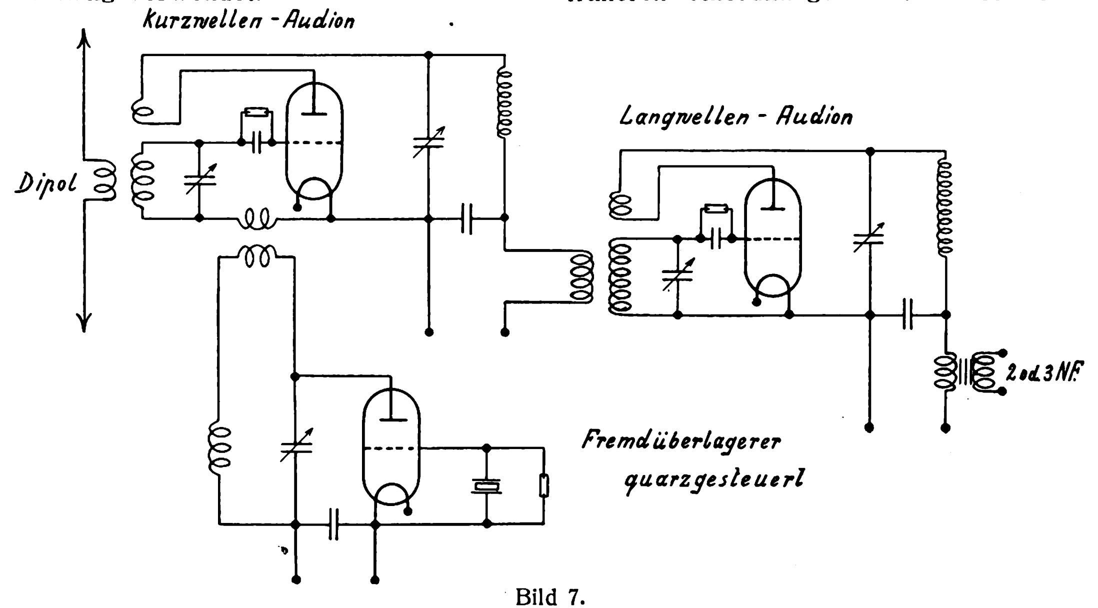



Bild 7.
Quarzgesteuerter Kurzwellenempfänger mit Zwischenfrequenz.

Die Bodenstation bestand, genau wie bei den früher geschilderten Versuchen, aus einem quarzgesteuerten Sender mit feststehender Welle. Empfangsseitig im Flugzeug wurde ein Aufbau, wie ihn Bild 7 zeigt, verwendet. Das Kurzwellen-Audion[6]) arbeitete in nicht schwingendem Zustand, jedoch mit starker Dämpfungsreduktion hart am Einsatzpunkt der Schwingungen und war auf die Sendewelle abgestimmt. Die vom quarzgesteuerten Fremdüberlagerer[7]) erzeugte Zwischenfrequenz hatte eine Wellenlänge von etwa 2000 m. Die Kopplung zwischen Kurzwellen-Audion und quarzgesteuertem Fremdüberlagerer konnte beliebig eingestellt werden. Der Ausgang des Kurzwellen-Audions war induktiv an den Gitterkreis eines Langwellen-Audions[8]) gekoppelt, das auf die Zwischenfrequenz (2000 m) abgestimmt wurde. Hinter das Zwischenfrequenzaudion waren zwei bis drei Niederfrequenz-Verstärkerstufen[9]) geschaltet.

Die Anordnung ist auch hier durch Quarzsteuerung der Kurzwellenstufe unempfindlich gegen Erschütterungen. Der quarzgesteuerte Fremdüber-

gemeinen, sobald ein Beharrungszustand erreicht wird. In die Zwischenfrequenz gehen sie mit dem gleichen absoluten Betrag ein, wie bei den Quarzwellen. Man ist aber jetzt in der Lage, durch geringes Nachstimmen des Zwischenfrequenzaudions diesen Aenderungen zu folgen und somit jeden beliebigen Empfangston einzustellen. Aus diesen Gründen brauchen keine besonderen Anforderungen an die Kristalle in Hinsicht auf genaue Einhaltung ihrer Nennwellen gestellt zu werden. Ferner erübrigen sich Anordnungen zur Konstanthaltung der Temperatur, wie Thermostaten und Vakuumfassungen.

Aus obigen Erörterungen geht also hervor, daß die an das Langwellenaudion gelangende Zwischenfrequenz völlig konstant ist, abgesehen von einem sehr langsamen, geringfügigen Wandern, das nur eine gewisse Zeit lang nach dem Einschalten auftritt, und dessen Einfluß auf die Höhe des Empfangstones leicht auszugleichen ist. Zur Erzielung eines frequenzkonstanten Empfangstones ist es dann nur mehr erforderlich, daß die Eigenfrequenz des Langwellenaudions ebenfalls konstant ist. Dies läßt sich, wie die Erfahrung zeigt, ohne weiteres erreichen, da bei langen Wellen geringes Vibrieren stromführender Teile keinen merklichen Einfluß auf die Frequenz ausübt.

Das Ergebnis von zahlreichen Versuchen, die mit der geschilderten Anordnung ausgeführt wurden, ent-

[6]) Hierfür wurde u. a. das Gegentaktaudion des Kurzwellen-Empfängers Telefunken Gr. 98 verwendet.
[7]) Hierfür wurde ein im Laboratorium gebautes Gerät verwendet.
[8]) Hierfür wurde das Gerät Telefunken E. 266 verwendet.
[9]) Hierfür wurden die Niederfrequenzstufen des Gr. 98 verwendet.

Digitized by Google

sprach im vollen Umfang dem oben erörterten Sachverhalt. Es konnte selbst bei heftigsten mechanischen und akustischen Erschütterungen im Flugzeug (Motor bei Vollgas, Start und Landung) ein völlig reiner, frequenzkonstanter Empfangston erzielt werden. Die Tonhöhe war am Zwischenfrequenzaudion beliebig einstellbar und die Lautstärke war ohne Verwendung von Zwischenfrequenz-Verstärkerstufen zumindest gleichwertig dem normalen Empfang.

Die geschilderte Anordnung arbeitet mit nichtschwingendem Kurzwellen-Audion und daher auch mit nichtschwingender Empfangsantenne. Dies hat zur Folge, daß in der Nähe befindliche Leitergebilde nicht induziert werden können. Der wechselnde Kontaktwiderstand solcher Leiter kann also in diesem Falle keine den Empfang störende Rückwirkung mehr hervorbringen.

Die bei Verwendung einer schwingenden Empfangsantenne häufig auftretenden Störgeräusche obiger Ursache kommen also hier in Fortfall. Wie die Erfahrung zeigt, ist dies besonders wichtig für bewegliche Stationen auf Schiffen oder in Luftfahrzeugen, wo sich im allgemeinen mechanisches Arbeiten metallischer Teile gegeneinander nicht vermeiden läßt.

Beim Kurzwellen-Empfang mit Zwischenfrequenz arbeitet man im einfachsten Falle mit zwei abgestimmten Schwingkreisen, dem des Kurzwellenaudions und dem des Langwellenaudions. Vergleicht man die Resonanzkurven dieser beiden Kreise, so zeigt sich, daß die Durchlaßbreite ausgedrückt in Hertz im Zwischenfrequenzaudion nur einen Bruchteil von der im Kurzwellenaudion beträgt, annähernd gleiche Dämpfung vorausgesetzt. Dies hat eine praktische Bedeutung für die Verminderung des Einfluses von Empfangsstörungen. Wirken diese z. B. über die ganze Durchlaßbreite des Kurzwellenkreises mit konstanter Amplitude, so beeinträchtigt ohne Anwendung von Zwischenfrequenz das gesamte dieser Durchlaßbreite entsprechende Störungsspektrum den Empfang. Verwendet man nun Zwischenfrequenz, so wird das störende Kurzwellenband reduziert auf die erheblich geringere Durchlaßbreite des Langwellenkreises. Die Störungsverminderung ist proportional dem Verhältnis der Durchlaßbreiten, die sich für gleiches Dämpfungsdekrement[10]) verhalten wie die Frequenzzahlen der beiden Kreise.

[10]) Für einen guten Langwellenempfänger hat das Dämpfungsdekrement des Schwingkreises etwa den Wert von 1,5%. Bei Kurzwellenempfängern kann man etwa mit 0,5% rechnen.

Die bei den Versuchen beobachtete Verringerung des Störungseinflusses war ganz erheblich, obwohl das Wellenverhältnis nicht sehr groß war (47 m und 2000 m). Es kommt daher der Verwendung von Zwischenfrequenz für Kurzwellenempfangsanlagen in Luftfahrzeugen eine besondere Bedeutung zu, da hier die von der elektrischen Zündanlage der Verbrennungsmotoren hervorgerufenen Störungen den Empfang ganz erheblich beeinträchtigen können.

Die beschriebene Anordnung ermöglicht eine weitere Erhöhung der Lautstärke durch Zuschaltung von Zwischenfrequenz-Verstärkerstufen. Der Wellenbereich der gesamten Zwischenfrequenzanordnung kann dabei sehr klein gehalten werden, da die Ueberlagerungswelle durch den Empfängerquarz festgelegt ist.

Für die Zwischenfrequenz kann natürlich auch jeder Langwellenempfänger benutzt werden. Ist auf der betreffenden Station bereits ein Langwellengerät vorhanden, z. B. ein Peilempfänger, so kann man zweckmäßig für Kurzwellenempfang einen Zusatz, bestehend aus Audion und quarzgesteuertem Fremdüberlagerer, verwenden. Diese Ersparnis von Geräten ist für Luftfahrzeuge von besonderer Bedeutung.

**Zusammenfassung.**

Zur Stabilisierung des Kurzwellen-Empfangs wurden Versuche mit Quarzsteuerung von Empfängern durchgeführt. Hierbei zeigte sich, daß die Verwendung eines Kristalls, der mit der Frequenz des Senderquarzes tonüberlagert, praktisch nicht möglich ist: das quarzgesteuerte Schwingaudion ergab eine zu starke Verminderung der Lautstärke, während bei Anwendung eines Fremdüberlagerers mit Quarzsteuerung sich die Temperaturabhängigkeit der Kristalle störend bemerkbar machte.

Zur Lösung der Frage wird ein Verfahren angegeben, bei welchem die Ueberlagerung von Sender- und Empfängerquarz eine hochfrequente Schwingung ergibt. Diese Zwischenfrequenz entspricht einer langen Welle und wird in einem normalen Schwingaudion hörbar gemacht.

(Eingegangen am 25. März 1929.)

Digitized by Google

# Versuche über Richtantennen bei kurzen Wellen.

Von **Wilhelm Moser**[1]).

Mitteilung aus dem Laboratorium der Telefunken-Gesellschaft.

**Inhaltsübersicht.**



## 1. Der Gedanke, elektrische Wellen zu richten.

Der Gedanke, elektrische Wellen von einer Antenne aus gerichtet in den Raum zu strahlen, ist so alt wie die drahtlose Telegraphie selbst, ja sogar älter, denn schon Heinrich Hertz benutzte Reflektoren für — allerdings sehr kurze — elektrische Wellen bei seinen rein physikalischen Versuchen.

Als später die Ausnutzbarkeit der elektrischen Wellen für fernmeldetechnische Zwecke, also die drahtlose Telegraphie, entdeckt wurde, tauchten auch bald Vorschläge zur Verwendung von Spiegeln auf; so versuchte Marconi vor vielleicht 30 Jahren schon parabolische Reflektoren. Andere Forscher (z. B. F. Braun, Blondel, Zenneck) beschäftigten sich sehr früh mit der Kombination zweier oder mehrerer Antennen; sie wollten dadurch eine Strahlungsvermehrung (Konzentration) in der einen oder Strahlungsverminderung (Abblendung) in der anderen Richtung oder auch beides gleichzeitig erreichen.

Mit den zunehmenden Wellenlängen der großen Stationen schwand die Möglichkeit, Richtantennen nennenswerter Bündelung zu schaffen, denn Sammelspiegel müssen, ganz gleich, ob sie aus Metallflächen oder Einzeldrähten bestehen, ihren Dimensionen nach in der Größenordnung der Wellenlänge oder möglichst noch größer sein, Spiegel für 10 Kilometer Wellenlänge sind also nicht herstellbar. Es blieb lediglich das Prinzip der rückwärtigen Abblendung des Empfanges von Interesse, das man auch bei den längsten Wellen nach dem von Bellini und Tosi angegebenen Prinzip mit verhältnismäßig einfachen Mitteln erreichen kann. Die Großempfangsstationen haben heute solche „gerichtete" Empfangsantennen.

Mit dem Aufkommen der kurzen Wellen lebte das Problem der Richtantennen von neuem auf. Die im heutigen Uebersee-Verkehr wichtigsten Wellen liegen zwischen 14 und 30 m, also in einer Größenordnung, für welche Reflektor-Dimensionen technisch möglich sind. Es ist also ganz natürlich, daß alle Stellen, die sich mit der Entwicklung von Kurzwellenstationen befaßten, auch ernstlich an den Bau und an die Erprobung von Richtantennen herangingen. Die Literatur über den Gegenstand ist recht umfangreich geworden; auf sie näher einzugehen, würde den Rahmen des Referats überschreiten. Wichtig ist aber, daß die technische Entwicklung der Richtantennen bereits ziemlich fortgeschritten ist.

## 2. Bisher bekannte Systeme.

Die englische Marconi-Gesellschaft hat das „Beam"-System erprobt und eingeführt. Es ist gekennzeichnet durch vertikale Antennendrähte, die in einer Ebene und in gleichem Abstand voneinander angeordnet sind. In einer zu den Antennen parallelen Ebene liegen die ebenfalls vertikalen Reflektordrähte. Die Antennen sind durch eine gleichmäßig verzweigte Energieleitung so gespeist, daß überall Gleichphasigkeit der Schwingung herrscht. Ein derartiges System bündelt die Energie senkrecht zur horizontalen Antennen-Ausdehnung.

Die ausgestrahlten Wellen sind vertikal polarisiert und verlassen die Antenne unter einem kleinen Elevationswinkel oder sogar parallel zur Horizontalen. Die seitliche Schärfe der Bündelung richtet sich, wie bei jeder anderen Antennenform, nach der seitlichen Ausdehnung des „Beams", je größer diese Ausdehnung, desto schärfer der Strahl. Aus diesem Grunde kommt die Marconi-Gesellschaft zu Beambreiten von 200 bis 600 m und Konzentrationswinkeln von wenigen Graden.

Andere interessante Antennenformen wurden von den französischen Ingenieuren und Forschern Chireix und Mesny angegeben. Kennzeichnend für diese ist die Zickzackform der Antennen und Reflektordrähte. Auch hier finden wir die Anordnung in zwei Parallel-Ebenen, einer Antennen- und einer Reflektor-Ebene. Zusammensetzung und Speisung der Zickzack-Drähte ergibt wie bei dem englischen System vertikal polarisierte Austrahlung unter horizontalem Winkel. In der Wirkung kann also zwischen dem Marconi-Beam und der Chireix-Mesny-Antenne ein grundsätzlicher Unterschied nicht bestehen.

## 3. Versuche des Telefunken-Laboratoriums.

Telefunken hat bei der Entwicklung von Richtantennen oder „Strahlwerfern" — wie wir sie mit einem deutschen Wort bezeichnen wollen — unabhängig voneinander zwei Wege verfolgt: Ueber den einen hat Prof, Dr. Meißner verschiedentlich berichtet. Es sind das Versuche, bei denen Parabol-Spiegel — aus Metallflächen oder Einzeldrähten — zur Verwendung kamen. In den Brennlinien dieser Spiegel befanden sich Linear-Antennen, die über eine Energieleitung gespeist wurden. Der Erfolg dieser Versuche war bekanntlich eine kommerzielle Verbindung zwischen Nauen und Südamerika auf der 11-Meter-Welle.

Im folgenden Fall soll über den anderen Weg berichtet werden; dieser ging von der Untersuchung der Strahlungselemente aus und führte über das Studium der Kombination solcher Elemente und über eingehende Untersuchungen der Wirkung von Reflektor-

[1]) Vortrag auf der Jahresversammlung des Vereins Deutscher Elektrotechniker in Berlin am 19. Juni 1928.


Digitized by Google

drähten zu einer neuen, und wie die Versuche zeigen, zweckmäßigen und wirksamen Antennenform. Es darf nicht unerwähnt bleiben, daß die Anregung zu diesen Versuchen von Dr. Otto Böhm, dem Direktor des Telefunken-Laboratoriums, ausging, und daß eine Anzahl von Ingenieuren aus dem Telefunken-Laboratorium an Sonderaufgaben wesentlich mitgearbeitet hat. Die Spezial-Probleme werden daher von ihren Bearbeitern an anderer Stelle ausführlich publiziert werden. Der Vortrag kann ein nur kurzes Gesamtreferat darstellen.

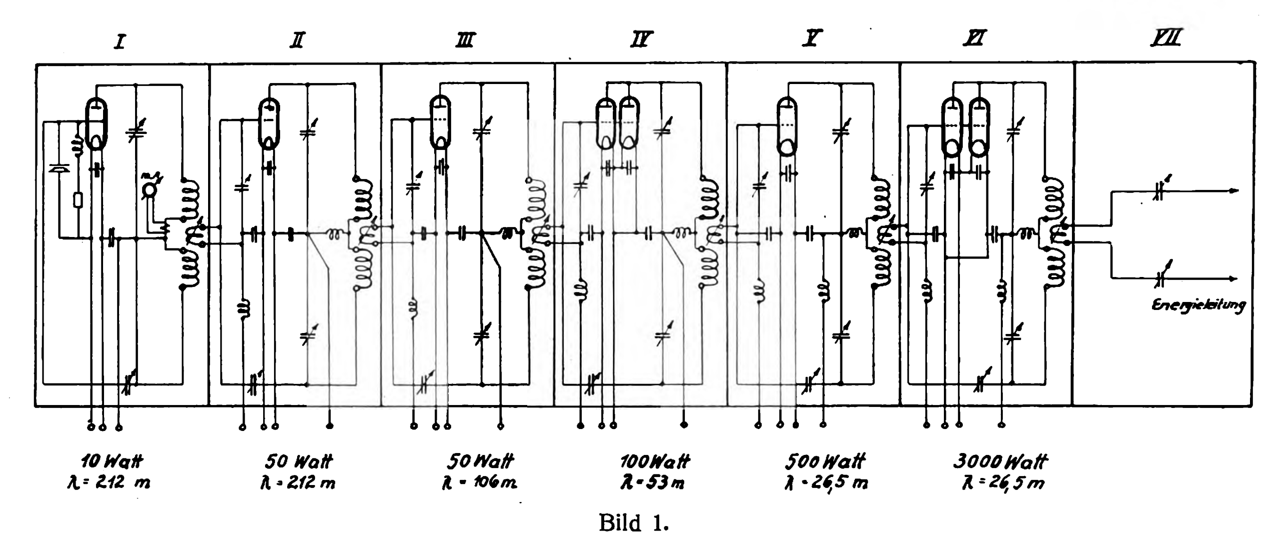



Bild 1.
Schaltungsschema des Meßsenders.

a) Versuchsanordnung.

Sender- und Versuchsantennen waren auf dem der Transradio-Gesellschaft gehörenden Gelände der Großfunkstelle Nauen aufgebaut, und zwar mit Rücksicht auf störende Mast- und Antennenanlagen abseits vom Hauptgebäude am Rande des Langwellenfeldes. Der Sender bestand aus einem quarzgesteuerten Oszillator und 5 Vervielfachungs- bzw. Verstärkerstufen. (Bild 1 und 2): Die Endstufe lieferte 3 kW Hochfrequenzenergie auf eine Energieleitung, die zu den Versuchsantennen führte. Die durch Quarzsteuerung gewährleistete Wellenkonstanz war für die Erzielung guter Empfangsergebnisse unerläßlich; dagegen erwies sich eine Modulation des Senders empfangsseitig ungünstig. Es wurde also rein ungedämpft gesendet. Bild 3 zeigt die Baracke, in der Sende- und Maschinenanlage untergebracht war, im Hintergrunde sieht man zwei 60 m hohe Maste. Das 150 m lange Drahtseil zwischen diesen Türmen diente zur Halterung der Versuchsantennen. Die ausnutzbare Höhe betrug 40 m. Außer diesen Türmen standen auch provisorische Holzgerüste von 20 bis 30 m Höhe zur Verfügung. Versuchswellen waren 15, 17 und 26,5 m. Durch die Bündelung der Strahlung erstrebten wir Verbesserung des Empfangs in großer Entfernung (Uebersee), also mußte die Empfangsmeßstelle in Uebersee liegen. Für die Versuche stand Telefunken die Gegenstation Buenos-Aires (Villa Elisa) in 12 000 km Entfernung zur Verfügung; in der Nähe dieser Station wurde für die Meßzwecke ein kleines Empfangs-Laboratorium angelegt. Dort hat ein von Telefunken entsandter Spezial-Ingenieur, Herr Ellerbrock, die oft sehr langwierigen Sende-Perioden mit großer Geduld und Genauigkeit durchgemessen. Seine Empfangsanlage bestand aus Dipolantenne, Energieleitung und Empfänger (selbst-

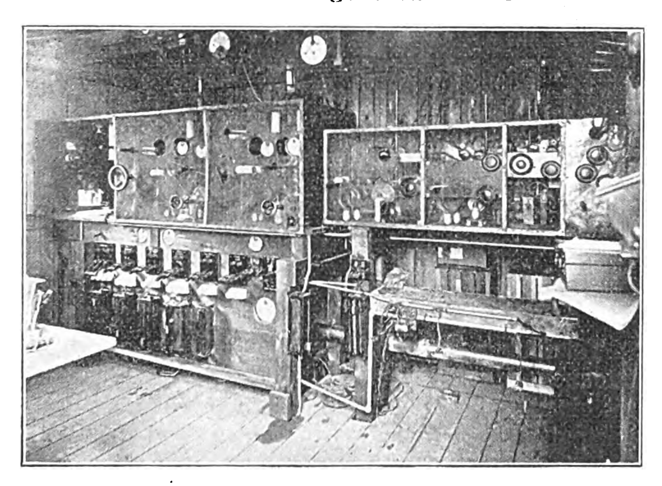


Bild 2.
Ansicht des Meßsenders.

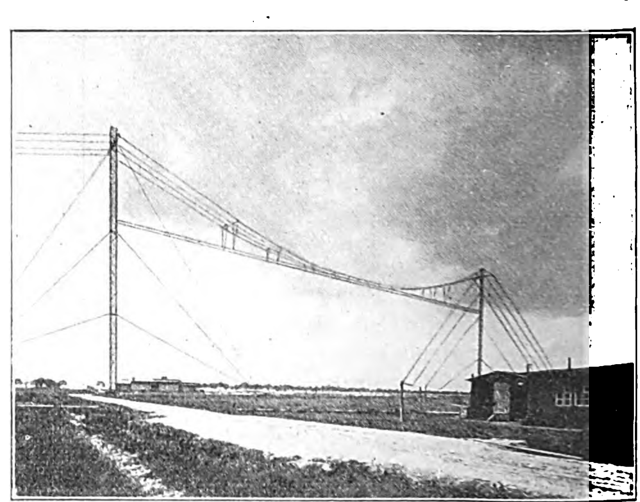


Bild 3.
Sendebaracke und 60 m Maste.

Digitized by Google

schwingendes Audion und NF-Verstärker). Ueber Besonderheiten der Empfangsantenne wird auch ein Wort zu sagen sein.

Empfangsziel war die relative Messung der Feldstärke für je 2 oder 3 Sende-Antennen, zwischen denen in schneller Folge (alle 2 bis 3 Minuten) gewechselt wurde. Dieser schnelle Wechsel der Sendeantennen war notwendig wegen des schnellen Wechsels der Versuchsbedingungen; Fading, atmosphärische Störungen, Echo-Erscheinungen wechseln oft

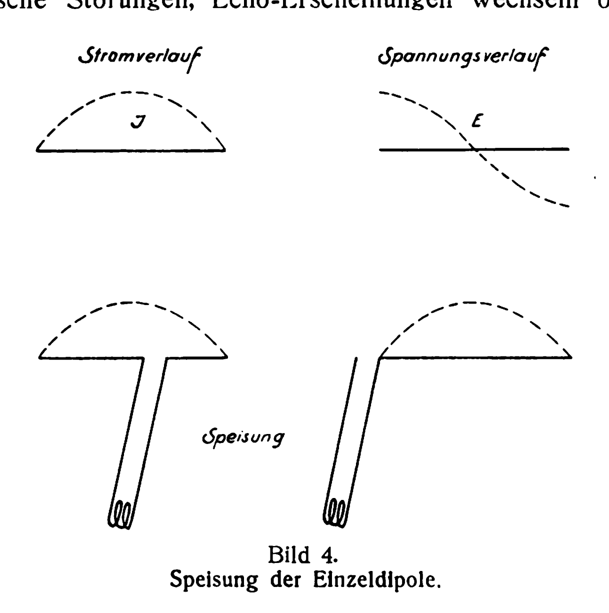



Bild 4.
**Speisung der Einzeldipole.**

innerhalb von Minuten und Sekunden. Daher war bei diesen Messungen eine objektive Empfangsregistrierung ungeeigneter als die subjektive der Parallel-Ohm-Messung. Diese verlangt einen sehr geübten Beobachter, der imstande ist, den richtigen Mittelwert der Lautstärke anzugeben. Durch Veränderung der Senderstromstärke, z. B. wie 1 : 2 : 4 bei unveränderter Antenne konnte die Meßgenauigkeit kontrolliert werden. Es zeigte sich, daß die Meßwerte erstaunlich genau der Senderstromstärke, also der Feldstärke am Empfangsort proportional waren. Selbstverständlich wurden immer sehr viele Einzel-Beobachtungen, z. B. die Messungen über 3 Stunden, kombiniert. Die Versuche laufen etwa seit Februar 1927; sie sind z. Zt. noch nicht beendet. Auf der Senderseite haben sich die Herren Dr. R o t h e und Dr. S a m m e r sehr verdient gemacht.

b) S t r a h l u n g  v o n  D i p o l e n  u n d  a u s  D i p o l e n  z u s a m m e n g e s e t z t e n  A n t e n n e n.

Wir kommen nun zu den untersuchten Antennenformen. Strahlungselement ist ein linearer Draht von einer halben Wellenlänge; es sei stets so erregt, daß Strombauch in der Mitte, Spannungsbäuche an den beiden Enden liegen (Bild 4). Solche Einzeldipole in horizontaler und vertikaler Lage wurden zunächst untersucht. Auch die Höhe über Erde wurde in den möglichsten Grenzen variiert. Die Längsrichtung des Strahldrahtes lag natürlich immer senkrecht zur Senderichtung. Für die Erregung solcher Einzeldipole wurden Energieleitungen aus parallelen Drähten verwendet. Die Speisung erfolgt ohne Spule je nach Umständen in der Mitte oder am Ende des Strahldrahtes. Die kleine Unsymmetrie, die im zweiten Fall in der Belastung der Energieleitung auftritt, ist unerheblich.

Die folgenden Bilder zeigen Proben der Meßergebnisse der Strahlelemente. Wir ersehen aus Bild 5, daß bei Vertikal-Anordnung mit der Entfernung von der Erdoberfläche eine nur unwesentliche Lautstärkenerhöhung eintritt (maximal 50%), dieser Unterschied wird noch geringer, wenn der erdnahe Dipol als Gegengewicht eine große Metallplatte erhält. Dieses letzte, wohldefinierte Strahlungselement

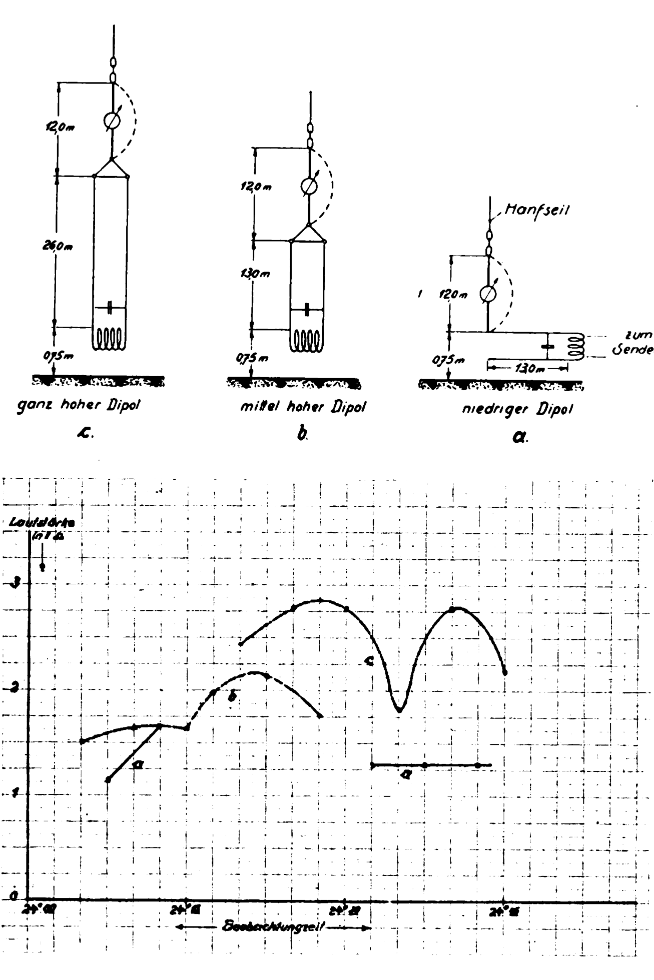



Bild 5.
**Vertikale Dipole in verschiedenen Höhen.**

sei im folgenden unsere Standard-Antenne. Horizontale Dipole (Bild 6) zeigen sich um das doppelte überlegen; ja, hebt man die Strahldrähte bis nahe unter das Tragseil, so sinkt die Strahlung des Vertikal-Drahtes, während die des horizontalen noch steigt. Die geeigneten Meßwerte und Kurven beziehen sich auf $\lambda = 26{,}5$; bei 15 und 17 m Wellenlänge wurden weiter vorn die gleichen Meßergebnisse erzielt.

Die horizontale Polarisation der Ausstrahlung ist also irgendwie bevorzugt. Das kommt noch besser zum Vorschein bei Kombination mehrerer Dipole. Die Polarisationsrichtung der Wellen und die Unterschiede in ihrem Verhalten werden dann ausgeprägter. Bild 7 zeigt z. B. zwei gleichphasig schwingende Dipole nebeneinander angeordnet, und zwar einmal vertikal und das andere Mal horizontal gerichtet. Jenes gibt, bezogen auf die Standard-Antenne, den Verbesserungs-Faktor 1,5, dieses 2,5. Konnte man bei Einzeldipolen vermuten, daß das Tragseil mit erregt

Digitized by Google

wird und ausstrahlungsfördernd oder -hindernd wirkt, so ist diese Möglichkeit bei der letzten Kombination sehr verringert; wegen der Gleichphasigkeit der Dipole müßte das Tragseil unnatürlich schwingen. Es ist aber wahrscheinlich, daß die Erdkapazität des Tragseils die Strahlhöhe vor allem der vertikalen Dipole erniedrigt. Technisch sind die Tragseile nicht zu umgehen. Ihr Einfluß muß in Kauf genommen werden; es interessiert überhaupt nur die unter einem Tragseil anzuordnende beste Antennenform.

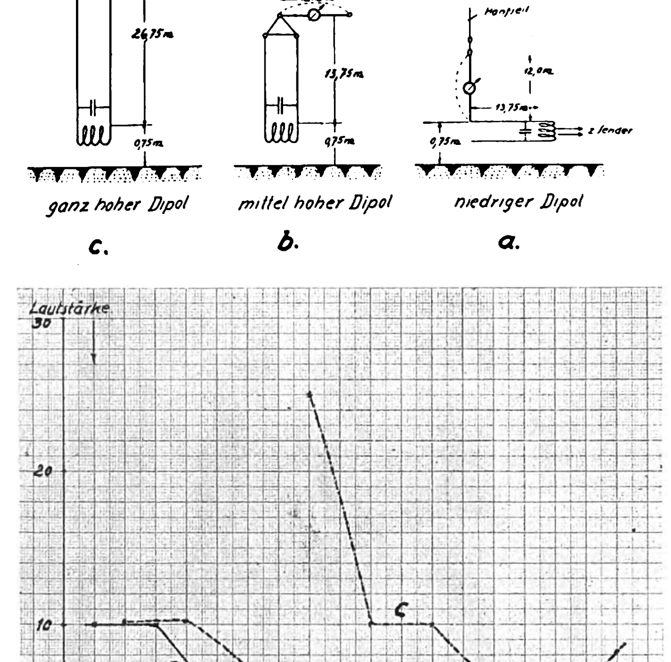



Bild 6.
Horizontale Dipole in verschiedenen Höhen.

Wäre vielleicht irgendeine andere Anordnung von Vertikal-Dipolen günstiger? Das nächste Bild 8 zeigt zwei Vertikal-Dipole übereinander, einmal in entgegengesetzter Richtung, das andere Mal in gleicher Phase schwingend. Beide Anordnungen sind schlechter als alle vorher gezeigten; auch die verschiedene Höhe über Erde ändert daran nichts. Vermutlich spielt hier der Ausstrahlwinkel eine Rolle.

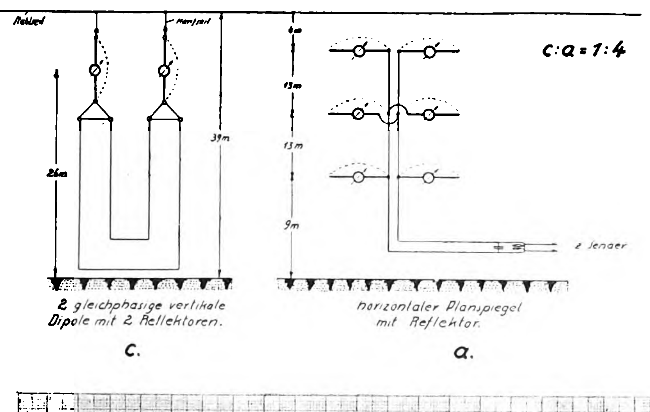
Es lag nahe, auch am Empfangsort die Polarisation zu kontrollieren. Es zeigte sich zwar ein Unterschied, ob mit Horizontal- oder Vertikal-Dipol empfangen wurde, und zwar wiederum zugunsten der horizontalen Anordnung. Dieser Unterschied war aber unabhängig von der Anordnung der Senderantenne. Das steht in Uebereinstimmung mit Beobachtungen, nach denen eine dauernde Drehung der Polarisations-Ebene des Empfangsfeldes beobachtet wird.

Bild 7. Zwei gleichphasige Dipole.

Bild 8. Zwei vertikale Dipole übereinander.


Digitized by Google

Nachdem der Horizontal-Doppel-Dipol mit seiner einfachen und symmetrischen Speisung als günstigstes Bauelement gefunden war, lag es nahe, erweiterte Kombinationen zunächst durch Anordnung übereinander zu probieren. Bild 9 zeigt mehrere Doppelreihen übereinander; dabei konnte die sehr einfache und wohldefinierte Speisung durch ein



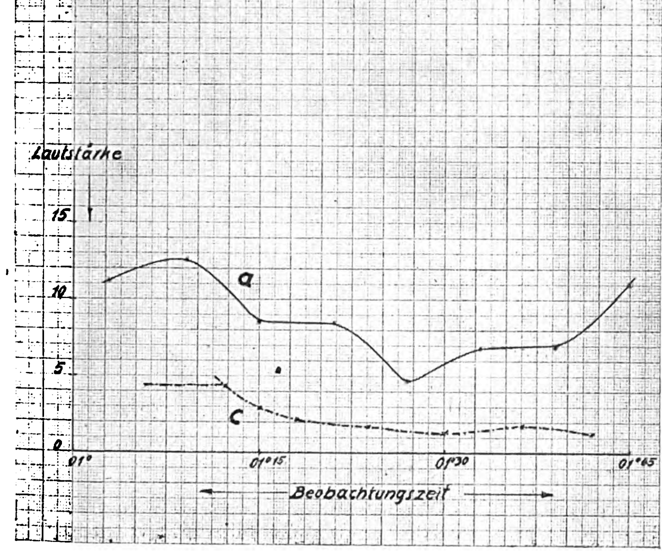




Bild 9.
**Horizontal Dipole übereinander.**

Lechersystem (die unseres Wissens zuerst in Rußland versucht und veröffentlicht wurde) verwendet werden. Die übereinanderfolgenden Antennen sind in Abständen einer halben Welle abwechselnd links und rechts angeschlossen, so daß sie bei normaler Speisung des Lechersystems von untenher phasengleich schwingen. Durch Verlängerung oder Verkürzung der Lecherleiter nach unten kann man obendrein in gewissen Grenzen Abstimmungs-Aenderung vornehmen. Die Strahlung war sehr günstig. Wir erhielten die vierfache Amplitude, wie bei zwei vertikalen gleichphasigen Dipolen. Dabei ist zu beachten, daß beide Anordnungen die gleiche Baufläche beanspruchen. Man könnte übrigens noch mehr Reihen übereinander speisen, nur wurde die Messung noch nicht ausgeführt, weil die Aufhängehöhe nicht reichte. Damit war das Vertikal-Element gegeben, das nun zu größeren Antennen seitlich nebeneinander gereiht werden konnte. Bevor ich aber darauf eingehe, möchte ich über die rückwärtige Abblendung einige Worte sagen.

c) Reflektoren.

Bisher ist von Reflektoren nicht die Rede gewesen; die beschriebenen Anordnungen waren Richtantennen, bei denen die Strahlung nach vorn und hinten gleichmäßig gebündelt war. Um die Strahlung nur in einer Richtung, und zwar nach vorn auszusenden, stellt man hinter die Antenne Reflektor-Drähte. Obwohl solche Versuche mit längeren Wellen schon vor langer Zeit (z. B. Zenneck) gemacht worden sind, und obwohl die Literatur voll ist von berechneten Strahlungs-Diagrammen, fanden wir Schwierigkeiten schon bei den Vorversuchen mit den einfachen Linear-

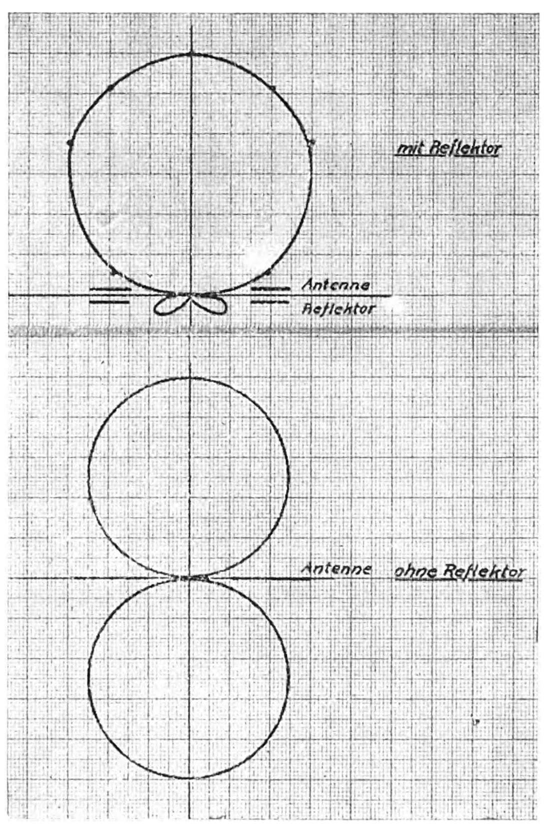


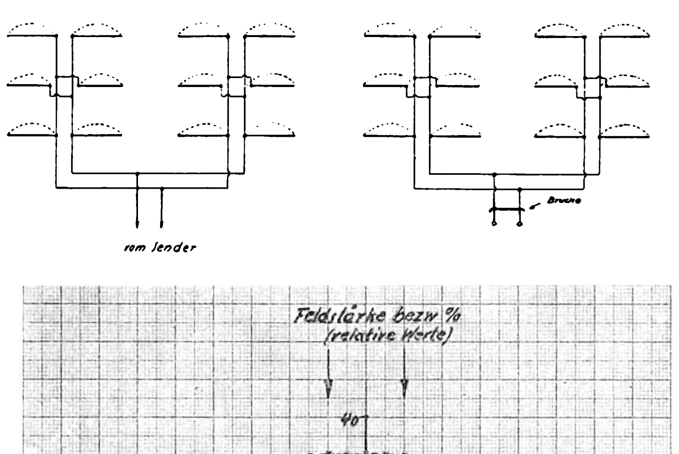

Bild 10.
**Vertikal-Antenne mit Reflektor.**

Antennen und Reflektoren. Bei Verlängerung bzw. Verkürzung des Reflektors durchlief der Antennen-Kopplungswiderstand ein Maximum und ein Minimum; gleichzeitig änderte sich das Abschirmverhältnis nach hinten. Rechnungen und Versuche, die F. Sammer zu diesem Punkt ausgeführt hat, zeigen, daß die elementare Betrachtungsweise der Wegdifferenzen und Phasen nicht genau ist. Man muß Nahe- und Fernfeld in Betracht ziehen und kann aus den Hertzschen Gleichungen mittels einer Näherungs-Rechnung die Reflektor-Ströme und Phasen ausrechnen. Auch die Rückwirkung des Reflektors auf die Antenne muß man berücksichtigen. Dann ergibt sich das Maximum des Strahlungswiderstandes auch theoretisch. Das beste Abstimmunsverhältnis liegt — das ist ja auch plausibel — im Maximum.

Der Reflektorabstand kann in gewissen Grenzen variiert werden, und zwar von $\frac{\lambda}{8}$ bis $\frac{\lambda}{2}$. Das Optimum liegt bei $\frac{\lambda}{4}$ bis $\frac{\lambda}{5}$. Mißt man bei richtig abgestimmtem

Digitized by Google

Reflektor in gleichem Abstand nach vorn und hinten die Feldstärke (z. B. in 300 m Entfernung), so zeigt sich deutlich der Unterschied. Bild 10 zeigt z. B. eine Vertikal-Doppel-Draht-Antenne ohne und mit Reflektor im Polardiagramm; das Abschirmungsverhältnis ist hier ungefähr 10 : 1.



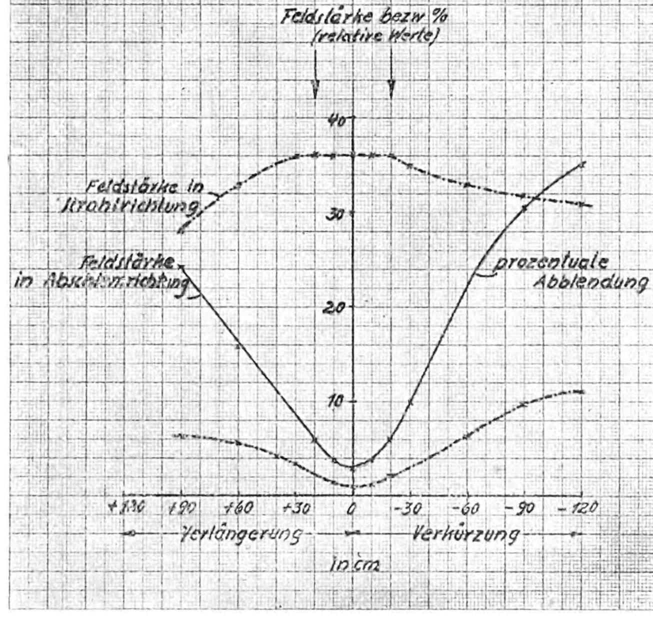




Bild 11.
**Schema einer Kombination von 6 Horizontal-Antennen und von 6 Reflektoren, sowie Abschirmungsverhältnis.**

Kombiniert man viele Antennen und Reflektoren, so ergibt sich der Nachteil der gegenseitigen Beeinflussung der Reflektoren. Die Abstimmung der Einzel-Elemente ist dadurch erschwert und das Optimum der Abschirmung nicht leicht herstellbar. Bessere Abschirmwirkung erreicht man durch Kopplung der Reflektoren untereinander. Bild 11 zeigt die Anordnung zweier horizontalen Tannenbaum-Elemente nebeneinander, mit dem gleichen System als Spiegel. Wie die Antennen sind auch die Reflektordrähte durch eine Energieleitung verbunden; die Energieleitung der Reflektordrähte endet in zwei Parallel-Drähten mit Abstimmbrücke. Durch Verschieben dieser Brücke kann man die richtige Verlängerung bzw. Verkürzung der Reflektoren (natürlich in gewissen Grenzen), also das Abstimm-Optimum einstellen. Gemäß Bild 11 erreichte man bei dieser Anordnung ein Abschirmungsverhältnis 1 : 28. Das nächste Bild 12 zeigt ein Polardiagramm der Anordnung mit und ohne Reflektor aufgenommen im Abstand von einigen hundert Metern. Es wird auffallen, daß die Feldstärke mit Reflektor nach vorn nur wenig zunimmt. Das theoretische Optimum für diese Zunahme beträgt bezüglich der Energie 1 : 2 bzw. der Feldstärken also $1 : \sqrt{2}$. Mehr kann man gar nicht erreichen. Die wichtigste Aufgabe des Reflektors ist aber nicht, die Lautstärke zu erhöhen,

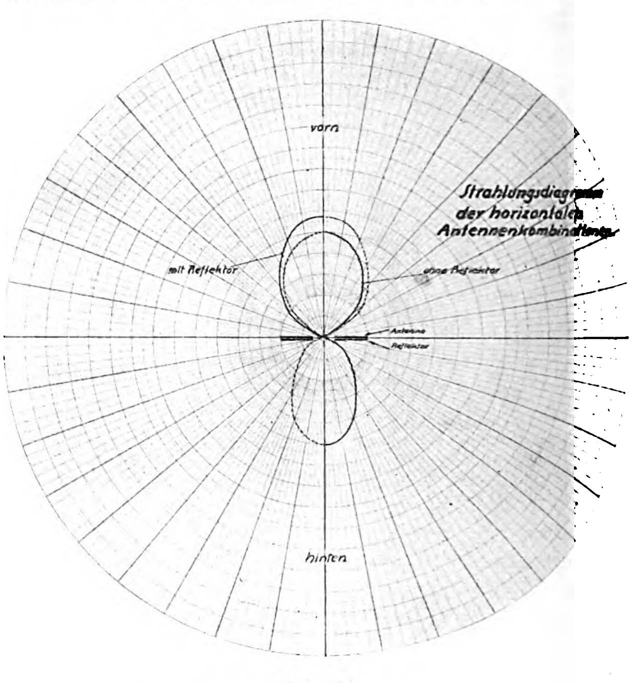



Bild 12.
**Polardiagramm (Anordnung Bild 11).**

sondern die rückwärts um die Erde laufenden und mit Zeitdifferenz gegen die normalen Zeichen eintreffenden „Echos" zu vermeiden. Denn es kommt vor, daß bei ungerichteter Sendeantenne die rückwärts laufenden Zeichen genau so laut oder lauter

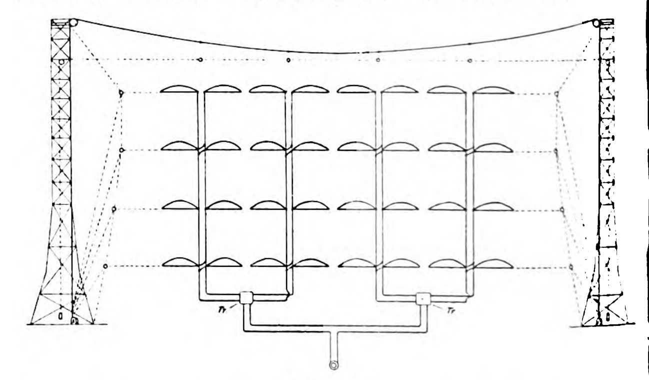


Bild 13.
**Schema der Anordnung und Speisung eines Richtstrahlwerfers von 8 Halbwellen Breite.**

sind als die vorwärts laufenden. Eine Schnelltelegraphie ist daher unmöglich.

Das nächste Bild 13 zeigt schematisch die Nebeneinanderreihung von 4 Vertikal-Elementen nebst Reflektoren. Das nächste Bild 14 zeigt das Schema des Aufbaus dieser Antenne. Die Wellenlänge ist 26,5 m, der Turmabstand 160 m. Es sind dann 8 horizontale Halbwellen nebeneinander angeordnet. Bei $\lambda = 15$ m haben 16 horizontale Halbwellen auf dem gleichen Raume Platz. Für kommerzielle Richtantennen (z. B. Transradio-Nauen, Nord- und Süd-

amerika-Verkehr) wird Telefunken diese Bauweise eibehalten.

Ein Polardiagramm für die 8 Halbwellen breite ntenne zeigt Bild 15. Man sieht, daß die Bünelung schon recht scharf ist und bedenke, daß durch

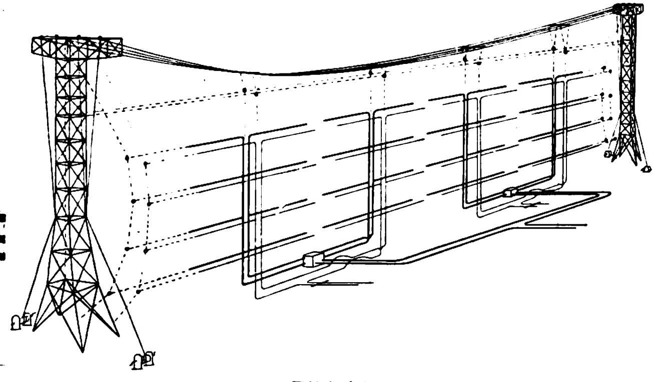


Bild 14.
Schema des Aufbaus zu 13.

den Radius-Vektor die Amplitude dargestellt ist. Eine Darstellung der Energie ergäbe ein viel schärferes Diagramm. Der Feldstärkenzuwachs gegenüber einem vertikalen Tannenbaum beträgt etwa das dreifache, der Verstärkungsfaktor gegenüber der Standard-Antenne das 16-fache. Auch mit einem Parabol-Spiegel gleicher Dimension wurde verglichen und diesem gegenüber eine Amplitudenverbesserung von über 2:1 erhalten.

Die seitliche Zuordnung vieler gleichphasiger Antennen wurde auch mit Vertikal-Drähten versucht

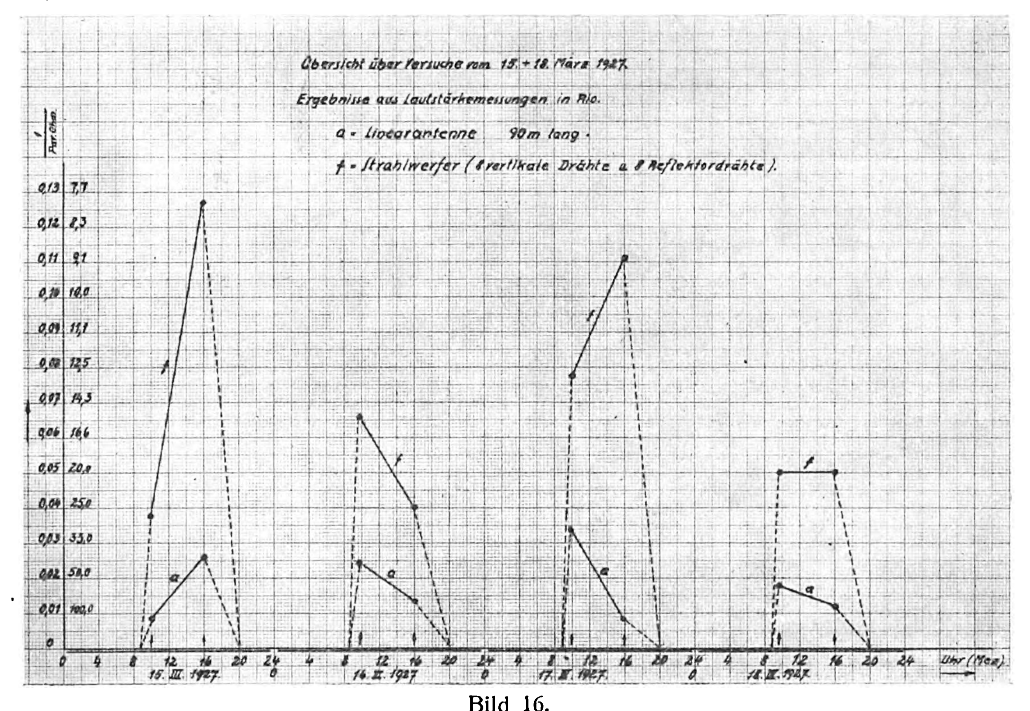



Bild 16.
Empfangsvergleich für Senderstrahlwerfer aus 8 vertikalen Antennen und 8 Reflektordrähten im Verhältnis zu einer vertikalen Linearantenne.

und zwar schon bevor die heute beschriebene endgültige Strahlwerferform gefunden war. Der Erfolg der Bündelung war natürlich der gleiche. Bild 16 zeigt z. B. das Lautstärkenverhältnis einer Linear-Antenne zu 8 Linear-Antennen nebst 8 Reflektor-Drähten. Es wurde außerdem versuchsweise eine Anordnung aus zweimal 8 Antennen nebeneinander ausgemessen, mit dem Erfolg, daß auch diese Antennenzahl merklich gleichphasig erregt werden konnte.

Für die Gleichphasigkeit maßgebend ist neben

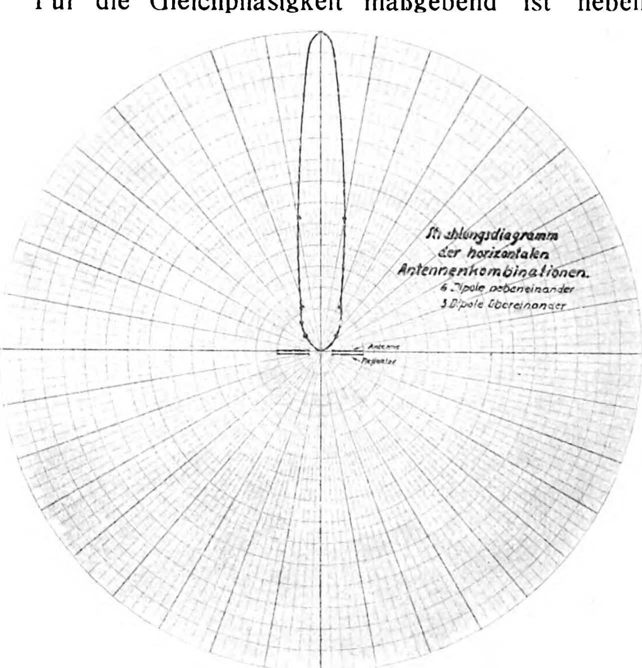



Bild 15.
Polardiagramm zu 13.

gleichmäßiger Antennen-Abstimmung die symmetrisch verzweigte Energieleitung. Ueber diese noch ein Wort:

d) Wie die Ausführung gezeigt hat, kommt man zu relativ großen Strahlwerferausmaßen, wenn man



einigermaßen scharfe Bündelung erstrebt. Dadurch wird es notwendig, vom Verzweigungspunkte über ziemlich weite Strecken die Kurzwellenenergie den einzelnen Antennen zuzuführen. Meistens muß der Strahlwerfer außerdem in erheblicher Entfernung vom Sender aufgestellt werden. Derartige Anordnungen sind dadurch möglich, daß es gelingt, Energieleitungen von kleinen Verlusten herzustellen. Für diese Energieleitungen kommen zwei Ausführungsformen, Parallel-Drahtleitung oder konzentrische Rohrleitungen in Frage, man kann von vornherein nicht ohne weiteres zugunsten der einen oder anderen Form entscheiden. Zu wählen ist diejenige, welche bei möglichst geringen Verlusten die größtmöglichste Betriebssicherheit ergibt. Eine rechnerische Uebersicht zeigt, daß beide Ausführungsformen bei optimaler Dimension ungefähr gleichwertig sein können. Die Rechnung kann aber den Einfluß der Isolatoren und der vor allem bei Freileitungen sich bildenden Metall-Oxydschichten nicht abschätzen. Messungen an versuchsweise gebauten Energieleitungen zeigten, daß man mit beiden Systemen auf eine Dämpfung von 0,15 bis 0,2 ‰ pro Meter Länge herunterkommt, trockenes Wetter vorausgesetzt. Fehler im Aufbau der Leitung (ungünstige Anordnung der Isolatoren, schlechte Kontakte und ähnliches) können die Verluste auf das 5fache bis 6fache steigern. Normale Verhältnisse vorausgesetzt, hat also eine 500 m lange Verbindungsleitung vom Sender zur Antenne ein $\beta l = 0{,}1$. Hieraus ergibt sich ein Uebertragungswirkungsgrad von 83 Prozent.

Aus betriebstechnischen Gründen wird man der konzentrischen, also nach außen vollkommen abgeschirmten Energieleitung den Vorzug geben.

Vorbedingung für minimale Verluste und die Vermeidung von Ueberspannungen durch Spannungsbäuche ist die Anpassung des Verbraucherwiderstandes an den Wellenwiderstand der Leitung. Sie erfolgt z. T. durch Zwischenschaltung von Transformatoren passenden Uebersetzungsverhältnisses. Die Primär- und Sekundär-Induktion wird durch Reihen-Kapazitäten ausgeglichen. An den Verzweigungsstellen der Energieleitungen hat man infolge der Aenderungen des Wellenwiderstandes ebenfalls anzupassen. Wir wählen die verzweigte Leitung so, daß ihr resultierendes Z dem der Hauptleitung angepaßt ist. Durch Querschnitts-Aenderungen kann man das leicht erreichen. Der Gesamtwirkungsgrad eines solchen Systems mit 500 m langer Zuleitung ist nach unseren Versuchen mindestens 70 %, bei mechanisch vollendeter Ausführung (die wir für die Versuche nicht machen konnten) wahrscheinlich noch besser.

### 4. Fortschritt im kommerziellen Betrieb.

Welcher Fortschritt für kommerzielle Ueberseeverbindungen ist nun mit den Strahlwerfern erreicht? Das Maß für die Güte einer solchen Verbindung ist das Telegraphiertempo. Dieses hängt nicht allein von der Sendeenergie, sondern auch von den Empfangsverhältnissen und der Uebung des Personals ab. Der betriebsmäßige Fortschritt, der durch Verbesserung der Sendeantenne gebracht wird, ist also immer kleiner als die lautstärkenmäßige Verbesserung erwarten ließe.

Das nächste Bild 17 gibt Ihnen ein Beispiel. Die 6 untereinander liegenden Kurven zeigen Aufnahmetempos in Buenos-Aires an 6 aufeinanderfolgenden Tagen aus dem April v. J. An allen Tagen wurde ein 8drähtiger Strahlwerfer verwendet, nur am 3. Tage eine Linear-Antenne. Die Kurve dieser Antenne ist viel ungünstiger als die des Strahlwerfers.

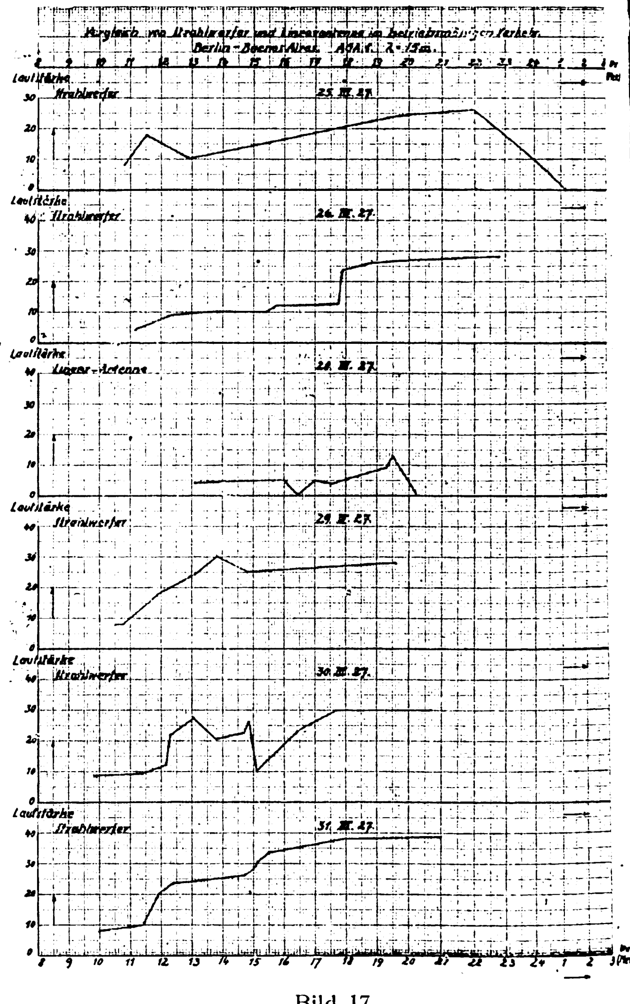



Bild 17.
Verkehrskurven zu Bild 16.

Zum Schluß noch ein Wort über die Verwendung von Richtantennen für den Empfang. Man wird fragen, ob solche Richtantennen für den Empfang auch nützlich sind. Die Frage ist nach Versuchen, die bei uns und anderswo gemacht worden sind, mit Ja zu beantworten. Denn bezüglich der Lautstärkenerhöhung gilt das gleiche wie bei der Sendeantenne; aber die Empfangsrichtantenne leistet noch mehr. Sie blendet außerhalb der Strahlrichtung herkommende atmosphärische Störungen ab; sie beseitigt ferner wegen ihrer räumlichen Ausdehnung gewisse Lautstärkenschwankungen, die durch kleine Wegdifferenzen der ankommenden Strahlen verursacht sind. Wegen der auftretenden Interferenzen hoher Ordnung und gewisser merkwürdiger Polarisationserscheinungen (die wir schon erwähnten) liegen die Verhältnisse auf der Empfangsseite verwickelter; das letzte Wort über die beste Empfangsantenne ist noch nicht gesprochen.

(Eingegangen am 15. Dezember 1928.)

Digitized by Google

# Mitteilungen aus der Praxis.

# Hochspannungs-Gleichstrom-Maschinen der A.-G. Bayerische Elektrizitäts-Werke in Landshut.

Die zunehmende Bedeutung, welche die Verwendung der Hochspannungs-Gleichstrommaschine in den letzten Jahren als Anodengenerator im Sendebetrieb gewonnen hat, veranlaßten die Bayerischen Elektrizitätswerke in Landshut, sich frühzeitig mit dem Bau solcher Maschinen zu beschäftigen.

Eine große Zahl von Anlagen wurde inzwischen mit Maschinensätzen dieser Firma ausgerüstet und es soll, nachdem sich für die normalen Verwendungszwecke bestimmte Typen herausentwickelt haben, ein Ueberblick über die wichtigsten Erzeugnisse der Firma auf diesem Gebiet gegeben werden.

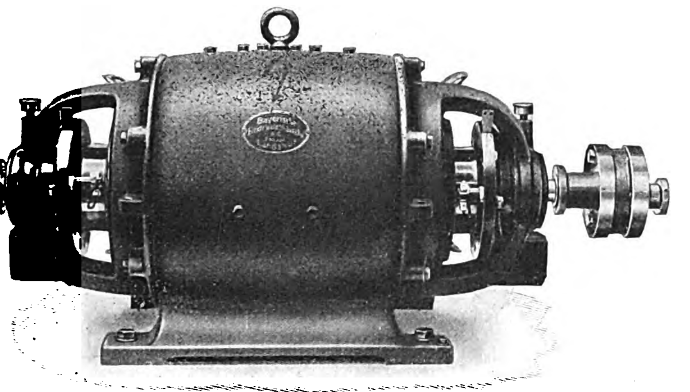


Bild 1.

Im Mittelpunkt des Interesses steht der Anodengenerator selbst.

Bild 1 zeigt einen solchen, für den Untersender Kaiserslautern gelieferten Hochspannungs-Gleichstrom-Generator von 16 kW Leistung bei 4500 Volt Spannung und 1440 Umdrehungen pro Minute. Die vorderen Kapselungsdeckel sind des besseren Einblicks in die Maschine wegen abgenommen.

Kennzeichnend für diese Konstruktion ist die stabile Durchbildung der ruhenden und umlaufenden Teile, welche das Auftreten mechanischer Schwingungen vollkommen ausschließt. Die Maschine ist trotz ihrer Leistung und Spannung zweipolig ausgeführt. Der Anker besitzt zwei getrennte Wicklungen, welche nach einem besonderen Verfahren als Schablonenwicklungen hergestellt sind. Die gesamte Isolierung für eine Prüfspannung von 10 000 Volt erfolgt in den Nuten. Der Stromwender besitzt verhältnismäßig kleine Abmessungen, welche es gestatten, den Stromwender mechanisch absolut fest zu bauen. Ferner kann die Lamellenspannung bei der zweipoligen Maschine klein gehalten werden (bei dem Generator des Bildes 1 lag der Wert unter 50 Volt), so daß die Mikanitisolierung zwischen zwei Stromwendersegmenten eine Stärke von 0,65 mm erhalten konnte.

Der Festlegung der Ankerwickelköpfe ist denkbar größte Sorgfalt gewidmet. Durch eine einfache und sinnreiche Anordnung ist Drahtbrüchen, namentlich in den Ausführungen zum Stromwender, wirksam begegnet.

Das Maschinengewicht beträgt nur 715 kg, ein Beweis dafür, daß die zweipolige Maschine bei günstiger Auslegung vor allem in den Abmessungen überlegen ist. Indessen besitzt sie auch in elektrischer Hinsicht Vorteile, da die Ankerwicklung nur zwei Punkte höchsten und verschiedenen Potentials aufweist, wodurch große Abstände zwischen den beiden Bürsten entgegengesetzten Potentials möglich sind.

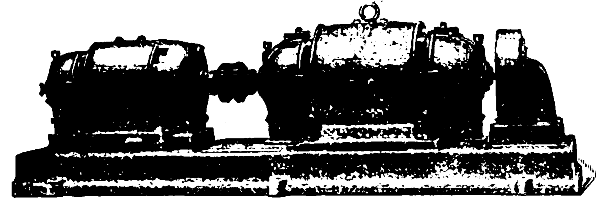


Bild 3.

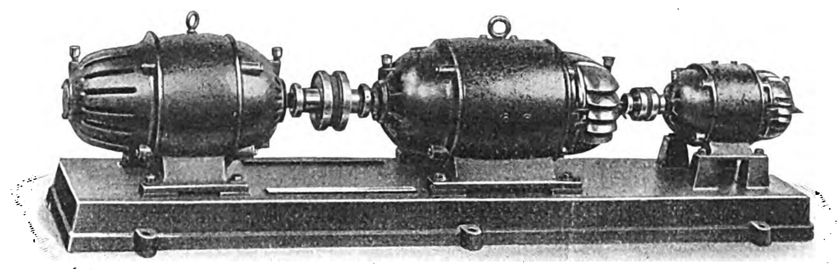


Bild 2.

Die Maschine ist nur mit Wendepolen ausgerüstet und fremderregt. Die Wendepolwicklungen sind vor die beiden Ankerwicklungen geschaltet, um diese vor der Wirkung von Schaltwellen zu schützen.

Die an den Lagerschildunterseiten sichtbaren Verriegelungsvorrichtungen bewirken vollkommenen Berührungsschutz bei erregter und unter Spannung stehender Maschine. Die Vorrichtung spricht derart an, daß beim Aufklappen der Kapselungsdeckel die Erregung sofort selbsttätig abgeschaltet und damit der Generator spannungslos wird. Zum Schutz gegen das Auftreten hoher Abschaltungsspannungen sind Löschkondensatoren und Schutzwiderstände im Erregerkreis angeordnet.

Digitized by Google

Ein vollständiges Gleichstrom-Hochspannungs-Aggregat ist in Bild 2 dargestellt. Ein nach Patenten der Herstellerin erbauter selbstanlaufender Drehstrommotor als Antriebsmotor ist mit einem Hochspannungs-Anodengenerator von 3,0 kW Leistung bei 3000 Volt Spannung, 2940 Umdrehungen pro Minute und einer Gleichstromerregermaschine für den Generator direkt gekuppelt und auf gemeinsamer Grundplatte montiert. Sämtliche Maschinen sind ventiliert geschützt ausgeführt.

Bild 3 zeigt ein nach Schutzrechten der Firma hergestelltes Aggregat ähnlicher Leistung in schwallwassergeschützter Ausführung. Der rechts auf dem Bild sichtbare, von der Maschinenwelle angetriebene Lüfter versorgt Motor und Generator durch ein

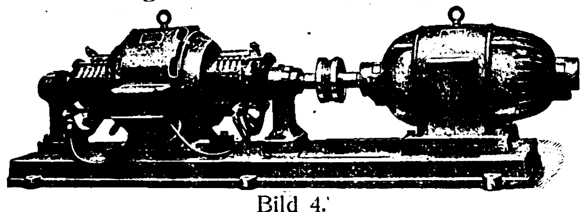


Bild 4.

System von Zuluftkanälen mit Frischluft. Die Warmluft tritt durch die an den Seitenwänden der Grundplatte sichtbaren Oeffnungen ins Freie.

Die Firma hat Hochspannungsaggregate bereits für Spannungen bis zu 10000 Volt ausgeführt.

Eine besondere Spezialität der Firma sind die Mehr-Kollektor-Generatoren, wie sie namentlich für Kurzwellensender- und Notsenderbetrieb verwendet werden. So werden Maschinen für fünf verschiedene Spannungen hergestellt. Die Maschinen besitzen dabei drei Stromwender, denen hoch-, mittel- und niedergespannter Gleichstrom entnommen wird, ferner zwei Schleifringe zur Entnahme von Wechselstrom von 50 Hz. Außerdem besitzt die Maschine eine Mittelfrequenzwicklung zur Entnahme eines Wechselstromes geringer Leistung bei 800 Hz.

Das Bild 5 zeigt die Maschine mit abgenommenen Kapselungsdeckeln. Der Antrieb solcher Maschinen erfolgt vorzugsweise durch Verbrennungskraftmaschinen.

Außerdem werden für Kleinsender Gleichstrom-Gleichstrom-Hochspannungs-Einankerumformer gebaut.

Erwähnt sei noch der Bau von Heizstrom-Niederspannungs-Generatoren für direkte Kupplung mit Drehstrom- und Gleichstrom-

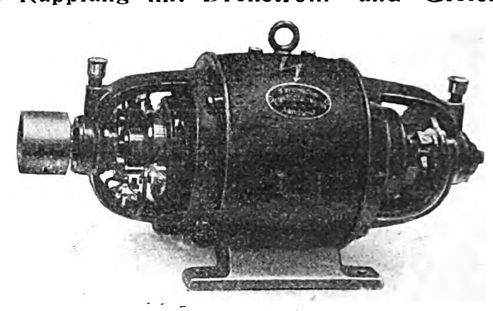


Bild 5.

Antriebsmotoren sowie für Riemenantrieb. Das Bild 4 zeigt ein solches Aggregat für eine Leistung von 500 Amp. bei 17 Volt. Der Antrieb erfolgt durch einen Drehstrom-Selbstanläufermotor von 1440 U. p. M.

Die Bayerischen Elektricitäts-Werke befassen sich auch mit dem Bau von Mittelfrequenz-Generatoren, die vorzugsweise als Eingehäusetyp hergestellt werden, um so alle Erleichterungen bei Unterbringung in knappem Raum zu gewährleisten. Neben Maschinen für ausgesprochene Mittelfrequenz, d. h. für den Frequenzbereich von 250 bis etwa 1000 Hz, beschäftigt sich die Firma auch mit dem Bau von Hochfrequenzmaschinen.

# Patentschau.

Von Carl Lübben.

### Erzeugung elektrischer Schwingungen konstanter Frequenz.

D.R.P. 475832, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Lorenz), Pat. vom 11. Januar 1928, ausgegeben am 2. Mai 1929.

Bekanntlich gibt eine Gleichstrommaschine, mit deren Feldwicklung ein Schwingungskreis verbunden

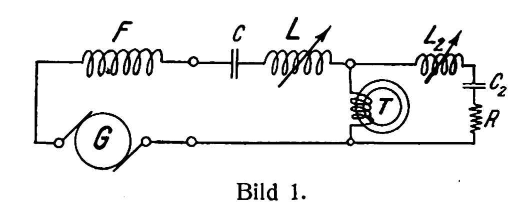



Bild 1.

wird, elektrische Schwingungen von der Frequenz dieses Schwingungskreises unabhängig von der Tourenzahl der Maschine. Eine solche Maschine wäre zur Erzeugung konstanter Frequenz ideal, wenn nicht die in der Maschine auftretenden Verluste diesem Zustande bei höheren Frequenzen bald ein Ende setzen würden. Dagegen können Schwingungen von niedriger Frequenz etwa in der Größenordnung von 100 Perioden pro Sekunde erzeugt werden. Erfindungsgemäß soll eine solche Einrichtung zur Erzeugung niedriger Frequenzen mit einem Frequenzwandler zusammengeschaltet werden, um die erforderliche hohe Gebrauchsfrequenz zu erzielen. In Bild 1 bedeutet G der Anker, F die Feldwicklung eines Gleichstromgenerators, die mit dem Schwingungskreis $C$, $L$ und dem Frequenztransformator $T$ verbunden ist. Der Sekundärkreis des Frequenztransformators wird durch die Größen $L_2 \cdot C_2$ und $R$ gebildet.

### Röhrensender.

D.R.P. 476062, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Int. Gen. El. Co., New York), Patent vom 13. Januar 1928, ausgegeben am 11. Mai 1929. Amerikanische Priorität vom 11. Februar 1927.

Digitized by Google

Bei Röhrensendern, denen die Anodenspannung urch Gleichrichterröhren zugeführt wird, verwendet ıan gewöhnlich als Ausgleichsmittel Kondensatoren (Bild 2) im Nebenschluß mit dem Kreis und Scheinviderstände in Reihe mit dem Kreis. Beim Tasten, ısbesondere bei Schnelltelegraphie, treten leicht

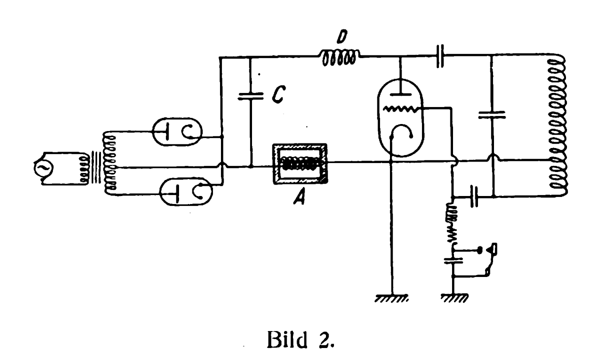



Bild 2.

ıszilatorische Momentanströme auf, die eine brauchıare Arbeitsweise verhindern.

Erfindungsgemäß sollen diese störenden Ströme lurch Einschaltung einer Drossel $A$ beseitigt werden, lie auf einem Eisenkern von geringem magnetischem Widerstand gewickelt ist, und nur wenige Drahtwinlungen besitzt.

### Röhrensender.

D.R.P. 475 753, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 30. Dezember 1927, ausgegeben am 1. Mai 1929.

Um bei Röhrensendern die Verstimmungen eines n Parallelresonanz (Stromresonanz) schwingenden Kreises durch einseitig übertragenen Wirkwiderstand zu verhindern, soll erfindungsgemäß ein zusätzlicher Blindwiderstand eingeschaltet werden, der vom

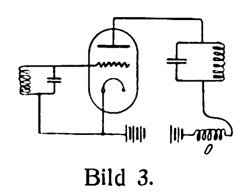



Bild 3.

gleichen Betrage des Blindwiderstandes des Zweiges ist, in den der Wirkwiderstand nicht übertragen wird, und der ein entgegengesetztes Vorzeichen besitzt. Bei der in Bild 3 dargestellten Anordnung ist als zu-

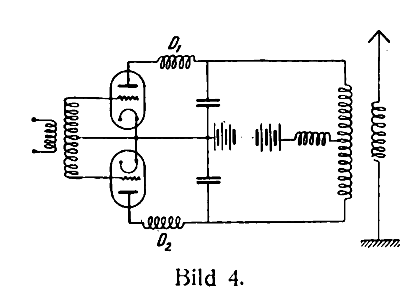



Bild 4.

sätzlicher Blindwiderstand eine Drossel $D$ vorgesehen. Bei der in Bild 4 dargestellten Gegentaktschaltung sind die beiden zusätzlichen Blindwiderstände. die Drosseln $D_1$ und $D_2$, in die beiden Anodenzeiger eingeschaltet.

### Gegentakt-Röhrensender.

D.R.P. 475 568, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Pohontsch), Pat. vom 19. April 1928, ausgegeben am 27. April 1929.

Zur Erzeugung kurzer Wellen verwendet man Röhrensender mit zwei Röhren in Gegentaktschaltung, um eine möglichst gute Symmetrie zu erhalten. Erfindungsgemäß soll zwischen Symmetriepunkt $A$ (Bild 5) der Schwingkreisspule und dem gemeinsamen Minuspunkt $K$ ein Schwingungskreis $C$, $L$ eingeschaltet werden, der annähernd auf die erzeugte Frequenz

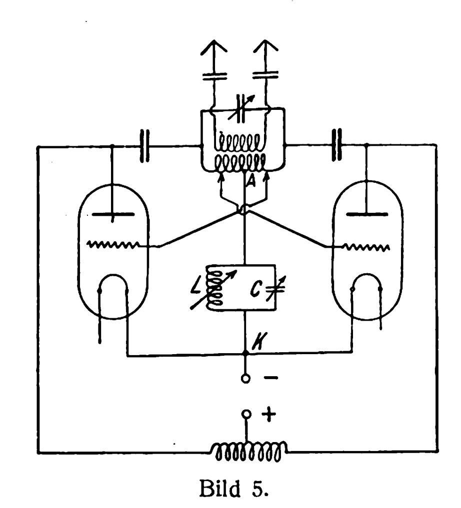



Bild 5.

abzustimmen ist. Es soll durch diese Anordnung eine erheblich größere Schwingleistung erzielt werden können.

### Mehrphasenwechselstrom-Hochfrequenz-Umformer.

D.R.P. 475 833, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Lorenz), Pat. vom 8. Oktober 1927, ausgegeben am 3. Mai 1929.

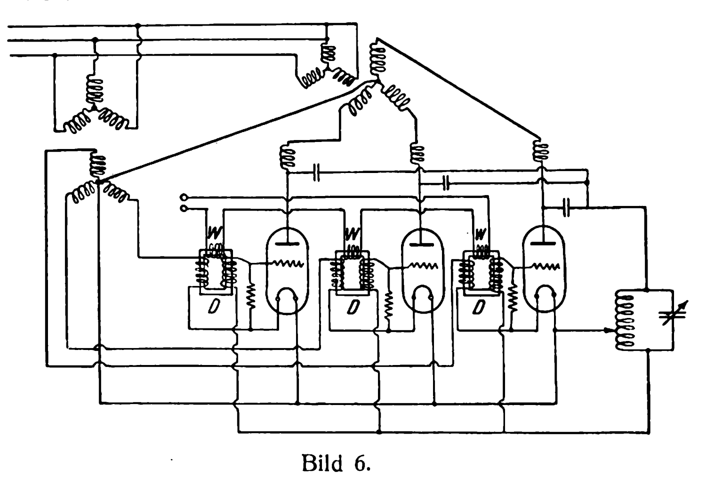



Bild 6.

Bei der Erzeugung von Hochfrequenzenergie durch Speisung mehrerer Röhren mit Mehrphasenstrom ergeben sich dadurch Schwierigkeiten, daß an jeder der Röhren bei der negativen Halbperiode des Speisestromes hohe negative Anodenspannungen liegen, während in demselben Augenblick am Gitter positive Spannungen herrschen, die wiederum starke Gitterströme zur Folge haben. Erfindungsgemäß sollen diese Nachteile dadurch beseitigt werden, daß die Gitterkreise der einzelnen Röhren ebenfalls durch

Digitized by Google

den Speisewechselstrom derart beeinflußt werden, daß während der negativen Halbperioden der Speisespannung das Gitter keine oder nur geringe positive Spannung führt. Das Bild 6 zeigt eine derartige Anordnung, bei der drei Eisendrosseln *D* vorgesehen sind, deren Sekundärwicklungen in den Gitterkreisen der einzelnen Röhren liegen, während die Primärwicklungen vom Speisewechselstrom gespeist werden. Die Drosseln haben noch je eine dritte Wicklung *w*, die hintereinandergeschaltet sind und mit einer Gleichstromquelle verbunden sind, um eine geeignete Vormagnetisierung herzustellen.

### Herstellung piezoelektrischer Elemente.

D.R.P. 475 567, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Int. Gen. El. Co., New York), Pat. vom 27. Oktober 1927, ausgegeben am 30. April 1929. Amerikanische Priorität vom 8. März 1927.

Die Herstellung der Piezokörper erfolgt bisher in der Weise, daß aus einem Mutterkristall Teile in bestimmter Beziehung zur optischen und elektrischen Achse ausgeschnitten werden. Erfindungsgemäß soll die Herstellung der Piezokristalle dadurch wesentlich erleichtert werden, daß ein Samenkristall aus einem Teil eines vollständigen Kristalls derart geschnitten wird, daß eine seiner Flächen parallel zu einer gewissen Fläche des vollständigen Kristalls ist. Dieser Samenkristall soll dann mit dieser Fläche gegen eine von zwei Platten gelegt werden, die in einem Abstand voneinander liegen, der der gewünschten Dicke des Kristalls entspricht. In einer geeigneten Mutterflüssigkeit wächst dieser Samenkristall zu der gewünschten Kristalltafel.

### Nachweis von Schwingungen mittels Piezokristalle.

D.R.P. 475 374, Klasse 21a[4], Gruppe 42 (Telefunken), Pat. vom 26. März 1926, ausgegeben am 24. April 1929.

Wenn man einen Piezokristall in seiner Eigenschwingung erregt, beobachtet man an den Seiten des Kristalls das Auftreten heftiger Luftwirbel, die durch die mechanischen Schwingungen des Kristalls erregt werden.

Erfindungsgemäß sollen diese Luftströmungen dazu verwendet werden, um einen geeigneten Indikator zu beeinflussen. Dieses kann in sehr verschiedener Weise geschehen, z. B. durch Bewegung einer Kontaktvorrichtung, Ablenkung eines Flüssigkeitsstrahls, Bewegung eines Spiegels für Zwecke der Bildtelegraphie usw.

### Tasten von Röhrensendern.

D.R.P. 475 133, Klasse 21a[4], Gruppe 16 (Telefunken), Pat. vom 5. September 1924, ausgegeben am 19. April 1929.

Das sogenannte Verstimmungstasten, bei dem gewöhnlich zwei verschieden abgestimmte Schwingungskreise beim Tasten abwechselnd in Betrieb kommen, wird gewöhnlich benutzt, wenn beim Verstimmen erhebliche Wellenunterschiede auftreten sollen. Beim Tasten von Kurzwellenröhrensendern ist erfolgreicher Betrieb schon durchführbar, wenn die Wellenänderungen außerordentlich gering sind, zum Beispiel Bruchteile von $^{1}/_{1000}$ der Wellenlänge. Änderungen der Wellenlänge beim Tasten durch Änderung der Selbstinduktion oder Kapazität gibt fast immer Anlaß zur Funkenbildung im Tastkontakt.

Erfindungsgemäß soll nun das Tasten in der Weise erfolgen, daß ein Ohmscher Widerstand *W*

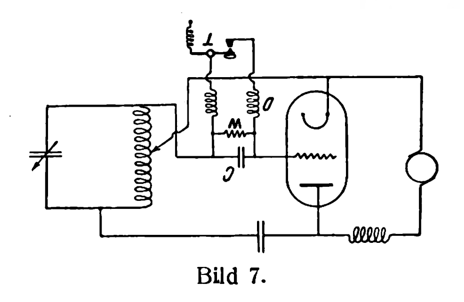


Bild 7.

(Bild 7) in die Gitterleitung des Röhrensenders eingeschaltet ist und parallel dazu über Hochfrequenzdrossel *D* die Taste *T* liegt.

### Richtantennensystem.

D.R.P. 475 293, Klasse 21a[4], Gruppe 46 (Jagy, Japan), Pat. vom 21. Juni 1926, ausgegeben am 25. April 1929. Japanische Priorität vom 12. Dezember 1925.

Die Erfindung betrifft ein Richtantennensystem, bei dem mehrere senkrechte isolierte Leiter in geeigneter Entfernung von einer senkrechten Antenne angeordnet und bezüglich ihrer Länge in bestimmter Weise abgeglichen sind. Ist nämlich die Länge des Leiters gleich oder wenig größer als die halbe Wellenlänge, so wirkt der Leiter als Reflektor. Wenn andererseits die Länge des Leiters kürzer als eine halbe Wellenlänge ist, so wirkt der Leiter als Wellenrichter, indem

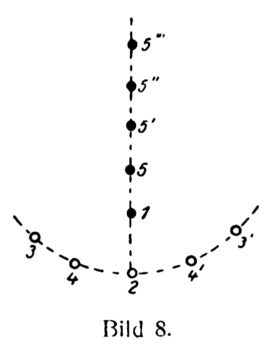



Bild 8.

er die Wellenenergie absorbiert und weiter in der Richtung des Richtungsgebers ausstrahlt.

Bei der Anordnung in Bild 8 sind in geeigneter Entfernung von der Hauptantenne 1 senkrechte Leiter

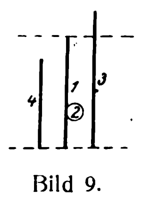



Bild 9.

3, 4 angeordnet, die länger bzw. kürzer ausgebildet sind wie dieses aus dem Bild 9 ersichtlich ist. Außerdem sind eine Anzahl Leiter, 5, 5′, 5″, 5‴, hinter der Antenne 1 angeordnet, die kürzer als eine halbe Wellenlänge (0,8 bis 0,95 der halben Wellenlänge) sind

Digitized by Google

ıd reflektierend wirken. Eine Anordnung, die nach- en Versuchen die größte Wirkung ergeben soll, ist in ild 10 dargestellt, bei der die Leiter 1 bis 4 auf den eiten eines Dreiecks angeordnet sind.

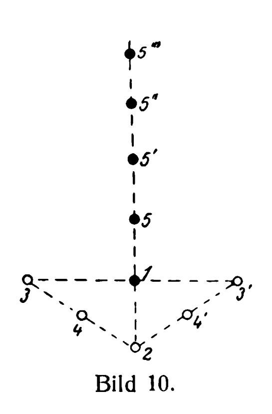


Bild 10.

## Gegensprecheinrichtung.

D.R.P. 475 535 Klasse 21a[4], Gruppe 50 (Lorenz), Pat. vom 8. Januar 1925, ausgegeben am 26. 4. 1929.

Für eine drahtlose Gegensprecheinrichtung verwendet man häufig getrennte Sende- und Empfangsantennen mit verschiedener Abstimmung. Dieses Verfahren ist jedoch nur anwendbar, wenn man mit den beiden Antennen genügend weit auseinandergeht oder sie entkoppelt. Man kann diese Nachteile vermeiden, wenn man die beiden Wellenlängen so dicht

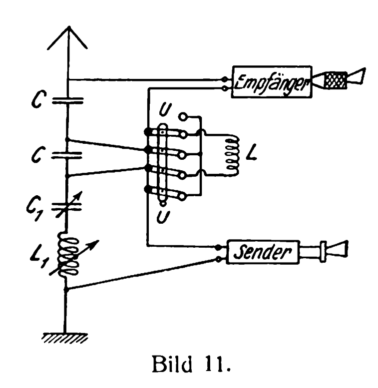



Bild 11.

aneinanderlegt, daß durch das Zusammentreten beider eine Schwebungswelle entsteht, die noch außerhalb der Hörbarkeit liegt und die einem geeigneten Empfänger zugeführt wird. Die Sendeenergie stört dann solange nicht, als im Empfänger der Sättigungsstrom nicht erreicht wird.

Erfindungsgemäß soll an Stelle zweier Antennen nur eine verwendet und Sender und Empfänger durch eine Brückenschaltung voneinander getrennt werden. In diesem Falle ist es einfach, die Verstimmung der Brücke so zu wählen, daß nur so viel Sendeenergie in den Empfänger gelangt, als für die größte Empfangslautstärke notwendig ist. Eine derartige Anordnung zeigt Bild 11, bei der eine Antenne mit den Kondensatoren $C$ und der Hintereinanderschaltung eines Kondensators $C_1$ und einer Spule $L_1$ eine Brücke bildet, die mit einer Selbstinduktion $L$ durch einen Umschalter $U$ mit Empfänger und Sender verbunden ist. Der Umschalter trägt an seinem Griff den Haken $H$ zum Anhängen des Telefons. Durch den Umschalter wird die Selbstinduktion $L$ entweder im Empfänger oder Sender eingeschaltet, und dadurch der erforderliche Wellenwechsel hervorgerufen.

## Gleichwellentelephonie.

D.R.P. 475 375, Klasse 21a[4], Gruppe 55 (Int. Stand. El. Corp., New York), Pat. vom 2. Februar 1927, ausgegeben am 23. April 1929.

Bei der Gleichwellentelephonie, bei der mehrere Stationen mit derselben Frequenz synchron gesteuert werden, erfolgt an den verschiedenen Stellen des Raumes eine Interferenz je nach der Phase der einzelnen Wellen an den betreffenden Punkten. Auf Grund der Ungleichmäßigkeit der Leitung, welche die synchronisierende Welle von der einen Station zur anderen leitet, können sich die Phasenverschiebungen

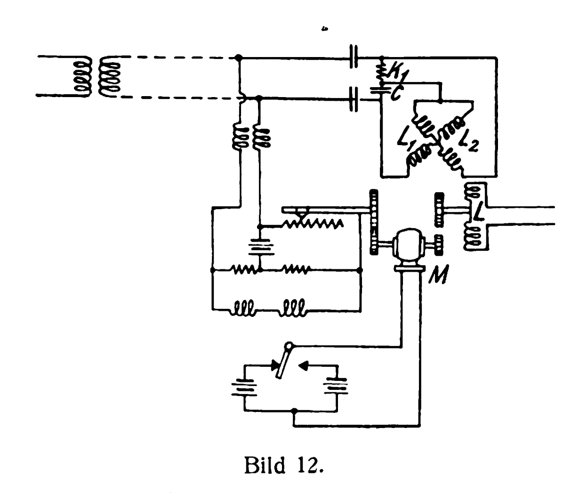


Bild 12.

von Zeit zu Zeit ändern, so daß im Empfänger periodische Abschwächungen — ähnlich dem Fading-Effekt — auftreten.

Erfindungsgemäß sollen diese Schwankungen dadurch beseitigt werden, daß man an passenden Punkten zwischen den Stationen Phasenveränderungsvorrichtungen anordnet. Ein solcher Phasenrichter ist z. B. in Bild 12 dargestellt. Eine Spule $L_1$ ist über den Widerstand $R_1$ und eine Spule $L_2$ mit dem Kondensator $C$ verbunden. Eine Spule $L_3$ wird mittels eines Motors $M$ so bewegt, daß sich die Kopplung mit der Spule $L_1$ erhöht, während sich die Kopplung mit der Spule $L_2$ verringert und umgekehrt.

## Verfahren zur mehrfachen Hochfrequenzübertragung.

D.R.P. 474 643, Klasse 21a[4], Gruppe 56 (Telefunken), Pat. vom 12. Januar 1924, ausgegeben am 27. April 1929.

Die Erfindung betrifft eine Vereinigung der Hochfrequenzübertragung auf drahtlosem Wege und Längsdrahtleitungen derart, daß die hochfrequenten Schwingungsströme über beide Wege gleichzeitig so geleitet werden, daß sie im Empfänger nutzbar gemacht werden können. Diese zwei Wege Hochfrequenzübertragung bieten eine erhöhte Sicherheit der Nachrichtenübermittlung, z. B. bei Unterbrechung der Drahtleitung oder bei Störungen in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung. Ein weitere Vorteil liegt darin, daß am Empfangsort eine größere Lautstärke erzielt werden kann.

Digitized by Google

## Nachweis schwacher Wechselströme.

D.R.P. 474 813, Klasse 21g, Gruppe 12 (Geffcken & Richter), Pat. vom 16. November 1923, ausgegeben am 10. April 1929.

Zum Nachweis schwacher Wechselströme wird eine Einrichtung vorgeschlagen, bei der die Wechselstromenergie gewissermaßen aufgespeichert wird, um

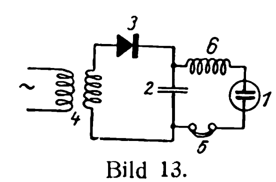
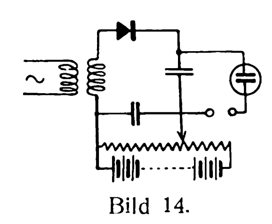
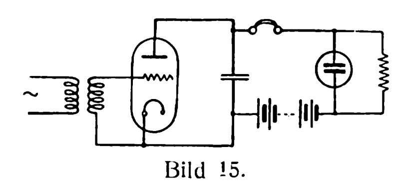


Bild 13.

dann beim Ueberschreiten eines gewissen Energieniveaus eine kurze Augenblickleistung hervorzurufen. Zu diesem Zweck wird ein Detektor 3 (Bild 13) in Reihe mit einem Kondensator 2 geschaltet, zu dem parallel eine Gasentladungsstrecke 1 liegt. Der Kondensator lädt sich auf und entlädt sich bei Erreichung der Zündspannung der Glimmröhre 1 über diese mit einer Stromstärke, die ein Mehrfaches der Aufladestromstärke beträgt. Das Eintreten der Entladung kann unmittelbar durch die Leuchterscheinung oder unter Zwischenschaltung eines geeigneten Relais, z. B. eines Kopfhörers 5 erfolgen.


Bild 14.

Da schwache Wechselstromenergien praktisch selten die zur Betätigung einer Gasentladung notwendigen Spannungsamplituden aufweisen, ist es zweckmäßig, eine Hilfsspannung an die Glimmröhre zu legen, die etwas niedriger bemessen


Bild 15.

ist als die Zündspannung. Eine derartige Anordnung zeigt Bild 14. Die Hilfsspannung wird hier von der Batterie $B$ mittels eines Potentiometers $P$ abgegriffen.

Besonders zweckmäßig ist es, als Detektor eine Glühkathodenröhre zu verwenden, da diese auch bei hohen Spannungen eine vollkommene Gleichrichterwirkung besitzt. Eine solche Anordnung zeigt Bild 15.

## Bildtelegraphie.

D.R.P. 474 869, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Clausen und von Bronk), Pat. vom 19. Juni 1927 (Zusatz zum Pat. 450 454), ausgegeben am 13. April 1929.

Im Hauptpatent 450 454 handelt es sich um ein Verfahren zur Bildzerlegung bzw. -zusammensetzung mittels geeigneter Gitter, die im Gang der Lichtstrahlen eingeschaltet und unter dem Einfluß elektrischer Spannungen in ihren optischen Eigenschaften beeinflußt werden.

Erfindungsgemäß soll die Anordnung so getroffen werden, daß zwei Zerlegungsgitter $G_1$ und $G_2$ (Bild 16)

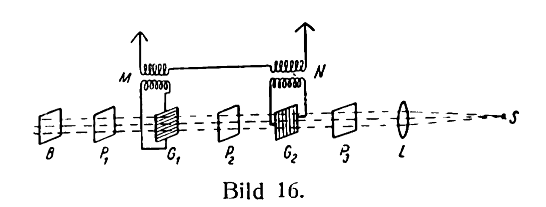


Bild 16.

zwischen drei Polarisatoren $P_1$, $P_2$, $P_3$ angeordnet sind. Durch eine solche Anordnung kann nur dann das Licht hindurchgehen, wenn beide Zerlegungsgitter erregt sind. Die beiden Gitter werden mit verschiedenen Freuqenzen erregt, die der Unterteilung des Bildes in Bildpunkte entsprechen, so daß es möglich ist, auf diese Weise nacheinander das ganze Bildfeld abzutasten bzw. zusammenzusetzen.

## Bildübertragung.

D.R.P. 475 831, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Lorenz), Pat. vom 24. Dezember 1927, ausgegeben am 11. Mai 1929.

Bei der Bildübertragung werden den Hochfrequenz-Trägerwellen häufig außer der Modulationsfrequenz, die den Bildzeichen entspricht, noch eine

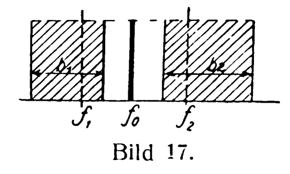


Bild 17.

besondere Synchronisierungs-Frequenz aufgedrückt. Praktisch macht es Schwierigkeiten, beide Frequenzen voneinander zu trennen. Erfindungsgemäß soll dieses dadurch erleichtert werden, daß bei der Sendereinrichtung das auf der einen Seite der Träger-

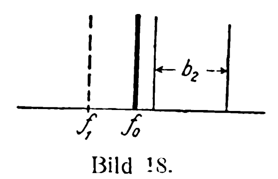


Bild 18.

welle $f_0$ (Bild 17) liegende Bildfrequenzband $b_1$ und das auf der anderen Seite der Trägerwelle liegende Synchronisierungs-Seitenfrequenz $f_2$ unterdrückt wird. Es bleiben also für die Sendung die in Bild 18 angegebenen Frequenzen bzw. Frequenzbänder $f_1$ und $b_2$ übrig, die ohne besondere Schwierigkeiten auf der Empfangsseite voneinander getrennt werden können.

Digitized by Google

## Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabe-tag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 473 792 | 21c/54 | 15. 4. 29 | Regelwiderstand |
| 474 608 | 21a$^2$/1 | 15. 4. 29 | Vorrichtung zur Schallwiedergabe |
| 474 642 | 21a$^4$/29 | 9. 4. 29 | Röhrenempfänger |
| 474 643 | 21a$^4$/56 | 17. 4. 29 | Mehrfachtelegraphie durch Hochfrequenz |
| 474 677 | 21c/66 | 8. 4. 29 | Regelung von Maschinen mittels Röhren |
| 474 681 | 21g/15 | 15. 4. 29 | Schwingender Gleichrichter |
| 474 808 | 21a$^1$/9 | 15. 4. 29 | Empfänger |
| 474 813 | 21g/12 | 10. 4. 29 | Relais zum Nachweis schwacher Ströme |
| 474 869 | 21a$^1$/32 | 13. 4. 29 | Bildtelegraphie |
| 474 875 | 21g/10 | 13. 4. 29 | Kondensator |
| 474 942 | 21a$^2$/3 | 16. 4. 29 | Elektrostatischer Lautsprecher |
| 474 943 | 21a$^2$/11 | 15. 4. 29 | Lautsprechermembran |
| 475 031 | 21a$^4$/77 | 17. 4. 29 | Heizwiderstand |
| 475 060 | 21a$^4$/29 | 18. 4. 29 | Röhrenempfänger |
| 475 061 | 21a$^4$/38 | 17. 4. 29 | Detektor |
| 475 062 | 21a$^4$/68 | 18. 4. 29 | Toroidspule |
| 475 063 | 21a$^4$/69 | 20. 4. 29 | Zwischenfrequenz-Transformator |
| 475 113 | 21g/29 | 17. 4. 29 | Lichtelektrische Zelle |
| 475 132 | 21a$^4$/6 | 19. 4. 29 | Frequenzsteigerung |
| *475 133 | 21a$^4$/16 | 19. 4. 29 | Tasten von Kurzwellen-Röhrensendern |
| 475 134 | 21a$^4$/76 | 19. 4. 29 | Röhrenschutzwiderstand |
| 475 162 | 21a$^4$/76 | 19. 4. 29 | Schirmvorrichtuug |
| 475 177 | 21a$^4$/25 | 26. 4. 29 | Empfangseinrichtung |
| 475 218 | 21a$^1$/7 | 20. 4. 29 | Wechselstromtelegrafielängs Leitungen |
| 475 220 | 21a$^4$/29 | 20. 4. 29 | Hochfrequenzverstärker |
| 475 221 | 21a$^4$/35 | 22. 4. 29 | Netzanschlußempfänger |
| 475 222 | 21a$^4$/38 | 20. 4. 29 | Detektor |
| 475 223 | 21a$^4$/68 | 20. 4. 29 | Ringspule |
| 475 224 | 21a$^4$/69 | 20. 4. 29 | Abstimmvorrichtung |

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabe-tag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 475 225 | 21a$^4$/75 | 20. 4. 29 | Herstellungsverfahr. f. Radiogeräte |
| 475 240 | 21a$^2$/3 | 23. 4. 29 | Schaltung für Kondensatormikrophone |
| 475 271 | 21a$^4$/22 | 22. 4. 29 | Störbeseitigung |
| 475 272 | 21a$^4$/38 | 22. 4. 29 | Detektor |
| 475 274 | 21g/10 | 23. 4. 29 | Kondensator |
| 475 275 | 21g/10 | 22. 4. 29 | Kondensator |
| *475 293 | 21a$^4$/46 | 25. 4. 29 | Richtantennensystem |
| 475 330 | 21a$^4$/76 | 22. 4. 29 | Störbeseitigung |
| *475 374 | 21a$^4$/42 | 24. 4. 29 | Piezoelektrische Schwingungskontrolle |
| *475 375 | 21a$^4$/55 | 23. 4. 29 | Gleichwellen-Rundfunk |
| 475 376 | 21a$^4$/76 | 24. 4. 29 | Schutzvorrichtung |
| 475 430 | 21a$^2$/3 | 25. 4. 29 | Elektrostatisches Telephon |
| 475 487 | 21a$^4$/69 | 25. 4. 29 | Lautstärkenregelung für Empfänger |
| 475 490 | 21c/59 | 25. 4. 29 | Fliehkraftregler für Hochfrequenzmaschinen |
| *475 535 | 21a$^4$/50 | 26. 4. 29 | Gegensprechen |
| *475 567 | 21a$^4$/8 | 30. 4. 29 | Herstellung von Piezoelementen |
| *475 568 | 21a$^4$/15 | 27. 4. 29 | Gegentakt-Röhrensender |
| 475 570 | 21e/1 | 29. 4. 29 | Hochohmwiderstand |
| 475 727 | 21a$^2$/1 | 2. 5. 29 | Lautsprecher |
| 475 572 | 21a$^2$/7 | 1. 5. 29 | Lautsprecher |
| *475 753 | 21a$^4$/8 | 1. 5. 29 | Röhrensender |
| 475 765 | 21g/13 | 1. 5. 29 | Röhre |
| *475 831 | 21a$^1$/32 | 11. 5. 29 | Bildübertragung |
| *475 832 | 21a$^4$/6 | 2. 5. 29 | Frequenzsteigerung |
| *475 833 | 21a$^4$/8 | 3. 5. 29 | Röhrensender |
| 475 891 | 21a$^1$/32 | 2. 5. 29 | Bildübertragung |
| *476 062 | 21a$^4$/8 | 11. 5. 29 | Röhrensender |
| 476 064 | 21a$^4$/70 | 11. 5. 29 | Einstellvorrichtung |

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

# Referate.

**G. W. N. Cobbold** und **A. E. Underdown.** Einige praktische Anwendungen von Quarz-Resonatoren. (Some practical applications of quartz resonators.) Journ. Inst. El. Eng. **66,** S. 855 bis 871, 1928.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Verwendung von Quarzresonatoren als Frequenznormale und Frequenzstabilisatoren.

Zunächst geben die Verfasser eine Uebersicht über Herstellung und Schleifen piezoelektrischer Schwingkristalle sowie über die verschiedenen Formen von Kristallfassungen. Der Vergleich mit zwei anderen Frequenznormalen, der Elinvar-Stimmgabel, erregt durch einen Multivibrator, und einem elektrischen Schwingungskreis fällt nach Ansicht der Verfasser zugunsten der Stimmgabel aus. Demgegenüber besitzt der elektrische Schwingungskreis den Vorzug der Abstimmbarkeit. Im Bereich hoher Frequenzen ist der Quarzkristall der Stimmgabel allerdings überlegen.

Bei Versuchen mit verschiedenen Schwingschaltungen haben die Verfasser die in Bild 1 dargestellte als günstigste gefunden; der angegebene Wert für die Induktivitäten $L_1$ und $L_3$ bezieht sich auf einen Kristall von 144,5 Kilohertz ($\lambda = 2075$ m). Die Fassung besitzt einen mikrometrisch verstellbaren Luftspalt: Eine Aenderung dieses Spaltes von 0,05 auf 0,12 mm bewirkte eine Verschiebung der Frequenz von 144,144 auf 144,500 kHz. Durch Parallelschalten einer Kapazität von etwa 5 cm zur Spule $L_1$ sinkt

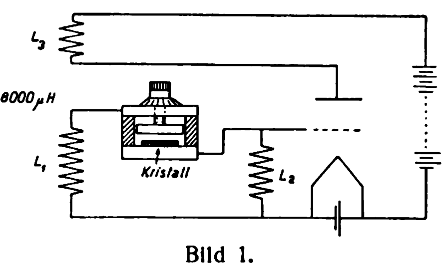


Bild 1.

die Frequenz um 7 Hz, d. h. um 1/20 000, während eine Vergrößerung der Induktivitäten um 30—40 % erst eine Abnahme der Frequenz um 1 Hz zur Folge hatte. Aenderungen der Anodenspannung um 40 % und der Heizung um 10 % bewirkten Frequenzänderungen von maximal 3 Hz.

Wurde der ganze Oszillator in einen elektrischen Ofen gebracht, so ergaben Temperaturunterschiede von 55 bis 125 Grad Fahrenheit eine lineare Abnahme der Frequenz um 40 Hz, was einem Temperatur-

Digitized by Google

koeffizienten von 4 pro Million auf ein Grad Fahrenheit entspricht.

Ferner wird der Einfluß eines parallel zum Kristall liegenden Schwingungskreises, dessen Resonanzfrequenz sich zwischen 100 und 190 kHz variieren ließ, untersucht. Das Bild 2 gibt die durch Verstimmung des Kreises erhaltene Frequenzkurve wieder: Ausgehend von einer Eigenfrequenz von 190 kHz fällt die Schwingungsfrequenz zunächst nur in gerin-

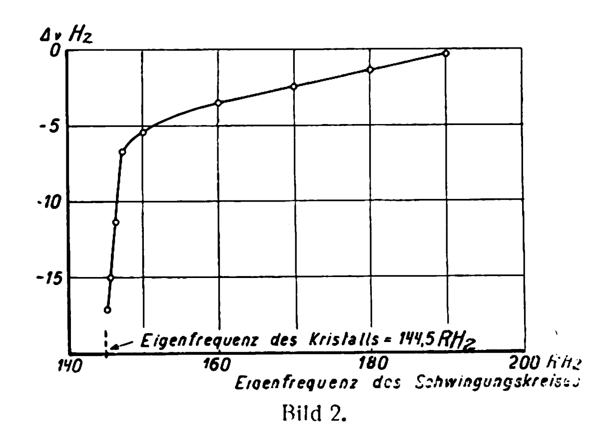


Bild 2.

gem Maße ab; bei 145 kHz setzt jedoch ein steiler Abfall ein, bis bei Resonanz zwischen Schwingungskreis und Kristall die Schwingungen vollständig aussetzen.

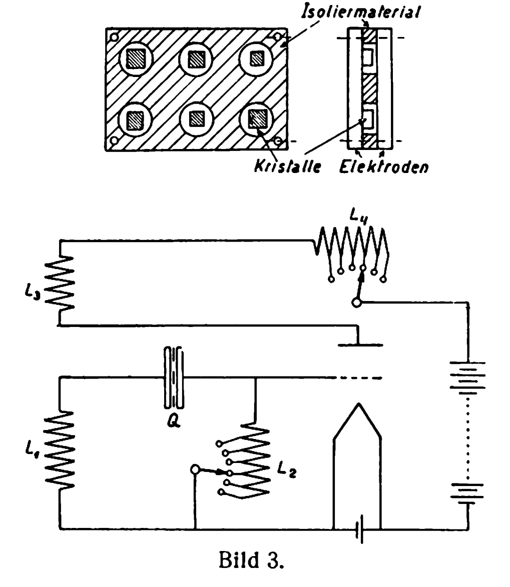


Bild 3.

Um nach Belieben verschiedene Frequenzen einstellen zu können, konstruierten die Verfasser eine Quarzfassung, die dem Bild 3 entsprechend eine Anzahl verschiedener Kristalle gleicher Dicke, aber von verschiedener Oberfläche enthielt; die Kristalle werden in Longitudinalschwingungen versetzt. Die Fassung liegt in der abgebildeten Schwingschaltung, die im Prinzip der vorhergehenden Schaltung des Bildes 1 entspricht, jedoch durch Wahl der einzelnen Abgriffe an den Induktivitäten $L_2$ und $L_4$ die einzelnen Kristalle nach Belieben zu erregen gestattet.

Zur exakten Abstimmung der Welle eines Senders auf die Resonanzwelle eines Quarzkristalls benutzen die Verfasser einen Wellenmesser mit einer Glimmlampe als Indikator. Entsprechend der Resonanzkurve des Wellenmessers leuchtet die Glimmlampe über einen breiten Teil der Abstimmskala auf, doch bewirkt die Energieentziehung durch den Kristall innerhalb dieses Bereiches ein plötzliches Erlöschen des Indikators. Dieser Abstimmbereich des Kristalls ist außerordentlich schmal und entsprach bei Versuchen der Verfasser einer Frequenzänderung von 1:10000. Um verschiedene Wellen einstellen zu können, wird eine mit 4 Kristallen ausgerüstete und ähnlich dem Bild 3 gebaute Fassung benutzt.

Zur genauen Wellenmessung innerhalb eines Bereiches von 100 bis 4800 m geben die Verfasser einen Quarzoszillator mit 7 Kristallen in Verbindung mit einem Ueberlagererwellenmesser an, welcher mittels eines Telephons auf Verschwinden des Interferenztones abgestimmt wird. Abweichend von Bild 3 wird hierbei eine Anordnung benutzt, bei der mittels eines doppelpoligen Schalters gleichzeitig verschiedene Windungen der Gitterdrossel $L_2$ und verschiedene Kristalle eingeschaltet werden. Zu diesem Zweck haben die Kristalle nur eine Elektrode gemeinsam, während die zweite Elektrode für jeden Kristall unterteilt ist. Die Eigenwellen der Quarzkristalle liegen zwischen 1000 und 1800 m; durch Abstimmen auf ihre Oberwellen läßt sich der oben angegebene Bereich bestreichen.

Ferner beschreiben die Verfasser einen Quarzwellenmesser, der Vielfache von 100 m festlegt, und zwar in Verbindung mit einem auf wenige Prozent abgeglichenen Sender. Der Quarzoszillator schwingt in der Grundwelle von 400 m; daneben können noch die zweite und vierte Harmonische mit 200 und 100 m Wellenlänge benutzt werden. Die dritte Harmonische, welche eine Reihe von Wellen ergibt, die ein ungeradzahliges Vielfaches von 100 m betragen, wird durch einen auf 133,3 m abgestimmten Absorptionskreis auf 25 % ihres normalen Wertes herabgedrückt. Gitter- und Anodenkreis einer mit dem Oszillator gekoppelten Hochfrequenzverstärkerröhre werden mittels stufenweise einschaltbarer Kapazitäten auf die verschiedenen Harmonischen abgestimmt. Die Meßgenauigkeit beträgt 0,02 % bei 500 m und 0,2 % bei 5000 m Wellenlänge.

Zum Schluß geben die Verfasser einen „Quarzmultivibrator" an, der alle ganzzahligen Vielfache von 1000 kHz zu erzeugen gestattet, und zwar in einem Wellenbereich von 150 bis 20 m. Analog der vorhergehenden Apparatur besteht der Multivibrator aus einem auf 1000 kHz abgestimmten Quarzoszillator, einem kapazitiv angekoppelten Filtersystem mit 3 wahlweise einschaltbaren Filterkreisen und einem Gleichrichter mit Niederfrequenzstufe zur Hörbarmachung und Verstärkung des Schwebungstones. Mittels der drei Filterkreise lassen sich alle Harmonischen zwischen der 2ten und 15ten einstellen.

In der Diskussion weist A. S. Angwin darauf hin, daß ein Luftspalt in der Kristallfassung die Ausgangsamplitude einer Schwingschaltung herabsetzt. Mit aufliegender Elektrode und bei sorgfältigem Einregulieren ihres Druckes auf den Kristall konnte mit einer einzigen Röhre eine Ausgangsleistung von 80 Watt erzielt werden. Im Laboratorium der Bell Telephonie Gesellschaft ist ein Quarzoszillator entwickelt worden, der eine Frequenzkonstanz von 1 pro Million über 10 Tage beibehielt: Damit dürfte die

Digitized by Google

Genauigkeit der besten Elinvar-Stimmgabel erreicht sein. C. J. Aston bemerkt, daß geringe Frequenzverschiebungen durch Temperaturerhöhung mittels eines Thermostaten möglich erscheinen, da von den Verfassern die Beziehung zwischen Frequenz und Temperatur als linear angegeben wird. Demgegenüber können jedoch unkontrollierbare Frequenzsprünge auftreten, die das Verfahren nur bedingt anwendbar erscheinen lassen. Bei Aenderung des Luftspaltes über dem Kristall machen sich die zwischen Kristalloberfläche und Elektrode auftretenden Luftwellen störend bemerkbar, indem dieselben eine dämpfende Wirkung auf die mechanischen Quarzschwingungen ausüben. S. J. Underhill betont, daß Kristalle für eine Resonanzfrequenz über $3 \cdot 10^6$ besonders sorgfältig geschliffen werden müssen, weil andernfalls benachbarte Stellen mit verschiedenen Frequenzen angeregt werden und einen hörbaren Interferenzton ergeben können; aber auch wenn dieser Ton über der Hörbarkeitsgrenze liegt, machen sich Unstabilitäten und Sprünge von einer Frequenz auf die andere störend bemerkbar. Aus diesem Grunde hält G. W. Goyder bei hohen Frequenzen die longitudinale Anregung für vorteilhafter, denn die schwingende Oberfläche ist in diesem Fall kleiner, so daß geringe Unregelmäßigkeiten nicht so sehr ins Gewicht fallen. H. E. Hollmann.

**C. R. Englund.** Die Eigenwelle linearer Leiter. (The natural period of linear conductors.) Bell Syst. Techn. Journ. **7**, S. 404—419, 1928.

Aus der Theorie von Abraham ergibt sich das Verhältnis der Eigenwelle $\lambda$ eines linearen Leiters zu seiner physikalischen Länge $l$ zu 2. Abweichend hiervon gibt Mac Donald den Wert 2,53 an, der auch dann noch gelten soll, wenn der Leiter zu einem nahezu geschlossenen Kreis zusammengebogen wird.

Zur exakten Messung dieses Verhältnisses benutzt der Verfasser einen Röhrengenerator mit einem Wellenbereich von 4,24 bis 8,44 m. Eine Dipolantenne ist galvanisch mit dem Schwingungskreis gekoppelt. Zur Messung und Konstanthaltung der Sendeenergie ist ein mittels zweier kurzer Drähte induktiv angekoppeltes Thermogalvanometer vorgesehen.

Die Empfangsantennen sind Messing- und Kupferrohre von etwa 1,3 cm Stärke; in der Mitte befindet sich ein Thermokreuz von 600 Ohm Widerstand und einer Empfindlichkeit von 4 mA für den vollen Ausschlag. Besondere Sorgfalt ist auf die genaue Messung der Wellenlänge mittels eines Lechersystems gelegt, wobei eine Genauigkeit von 0,3 ‰ erreicht wird.

Da in geschlossenen Räumen die von den Wänden und dem Beobachter reflektierten Wellen sich störend bemerkbar machten, mußten die Versuche im Freien vorgenommen werden. Aber auch hier mußten die vom Erdboden reflektierten Wellen berücksichtigt und eine Verstimmung der horizontal liegenden Antennen durch die Erdkapazität vermieden werden. Vorversuche ergaben, daß diese in einer Höhe von 4 m über der Erde nicht mehr zu bemerken war.

Wurde die Höhe der Empfangsantenne stetig verändert, so ergab sich ein Maximum des aufgenommenen Stromes; dies lag z. B. bei einer Wellenlänge von 6,34 m und einem Abstand zwischen Sender und Empfänger von 7,7 m bei einer Höhe von 3,85 m, während sich die Sendeantenne 2,5 m über dem Erdboden befand. Für diesen Fall ergibt eine einfache Rechnung, daß der Erdboden ersetzt werden kann durch eine Metallfläche, die sich 0,71 m unter der Erdoberfläche befindet.

Die Resonanzkurven verschiedener Empfangsantennen wurden aufgenommen, indem die Senderwelle unter Konstanthaltung der Energie stetig verändert wurde. Für Kupferrohre von 300, 250 und 227,1 cm Länge ergaben sich für das Verhältnis $\lambda/l$ die Werte 2,11; 2,13 und 2,13. Daraus ergibt sich, daß die Eigenwelle eines Dipols 6—7 % größer ist, als seine physikalische Länge, was mehr der Theorie von Abraham als der von Mac Donald entspricht. Leider finden sich keine Angaben darüber, in welcher Weise die angegebenen Verhältniszahlen von der Beschaffenheit der Antennen, z. B. ihrem Durchmesser und dem Material abhängen.

Verschiedene Antennenstäbe wurden kreisförmig zusammengebogen; dabei nimmt bei sehr kleinem Abstand der freien Enden die Wellenlänge stark zu, was auf die vergrößerte Endkapazität zurückzuführen ist. Wird der Kreis mehr und mehr geöffnet, so sinkt das Verhältnis $\lambda/l$ bis auf 2,05, steigt dann wieder an, um sich stetig dem für den gestreckten Dipol gültigen Wert zu nähern. Bei einem gegenseitigen Abstand der zusammengebogenen Enden von 10,2 cm betrug die Verhältniszahl $\lambda/l$ 2,166; auch dieser Wert liegt noch unterhalb des von Mac Donald angegebenen Betrages.

Verfasser findet, daß sowohl der von einer Empfangsantenne aufgenommene Strom als auch die Schärfe ihrer Resonanzkurve zunimmt, wenn sich eine zweite Antenne in unmittelbarer Nähe der ersten befindet. Dabei nimmt mit kleiner werdendem Abstand beider Antennen die Resonanzwelle ab, so daß sich das Verhältnis $\lambda/l$ dem theoretischen Wert 2 nähert.

Um nicht bei jeder Wellenmessung auf das unhandliche Lechersystem zurückgreifen zu müssen, konstruierte der Verfasser einen einfachen Wellenmesser für ultrakurze Wellen, bestehend aus einem, in $^1/_4$ $\lambda$ schwingenden Lechersystem. Für obigen Wellenbereich wird es gebildet aus zwei etwa 1,3 cm starken Kupferrohren, die sich in einem Abstand von 10 cm durch eine Messingscheibe von 15 cm Durchmesser verschieben lassen. Als Indikator ist ein Thermogalvanometer induktiv mit der Plattenbrücke gekoppelt. Für die vorliegende Ausführung ergibt sich eine konstante Brückenverkürzung von 3,1 cm, so daß für die Resonanzwelle gilt:

$$\lambda = 4\,(d + 3{,}1)$$

wenn $d$ die Länge der Stäbe vom freien Ende bis zur Brücke bedeutet. Die Meßgenauigkeit wird in obigem Wellenbereich mit 0,4 ‰ angegeben.

H. E. Hollmann.

**J. C. Warner.** Eigenschaften und Verwendungsmöglichkeiten für Doppel-Gitterröhren. (Some charakteristics and applications of four electrode tubes.) (Aus dem Forschungslaboratorium der Gen. El. Co.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 424—446, 1928.


Digitized by Google

Die Arbeit ist eine Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften von Schutz- und Raumladungsgitterröhren. Sie werden durch die Ergebnisse von Messungen an solchen Röhren illustriert und zum Teil in sehr anschaulicher Weise mit den Eigenschaften derselben Röhren, aber als Drei-Elektrodenröhren

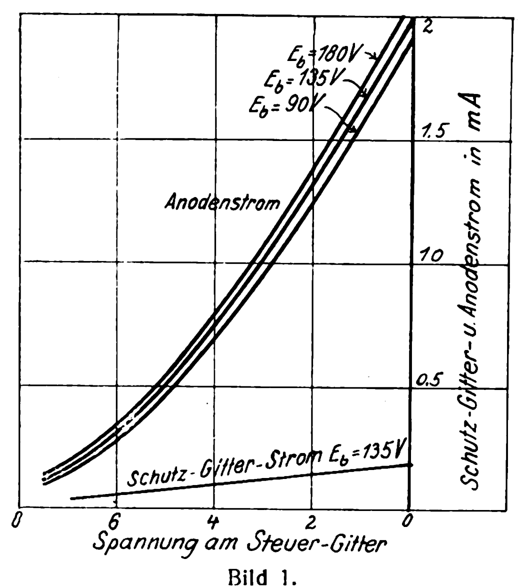


Bild 1.

geschaltet, verglichen. Am Schluß werden noch eine Anzahl von besonderen Schaltungen besprochen, die den Doppel-Gitterröhren eigentümlich sind. Als Beispiel ist in Bild 1 die Relais-Charakteristik einer Doppel-Gitterröhre *UX 222* in der Schaltung als Schutzgitterröhre wiedergegeben[1]), in Bild 2 die entsprechende Charakteristik derselben Röhre in der Schaltung als Raumladungs-Gitterröhre.

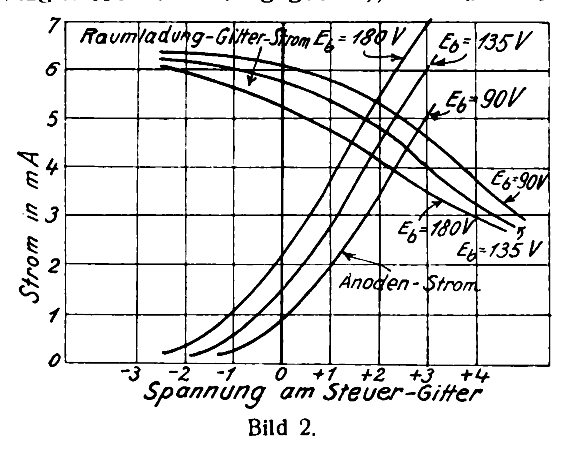


Bild 2.

Der Verfasser kennzeichnet die Vorteile der beiden Arten von Doppel-Gitterröhren in folgender Weise:

Bei der Schutzgitterröhre ist das innere Gitter die Steuerelektrode und das äußere oder Schutzgitter wird auf konstanter Spannung gehalten. Dadurch wird die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter auf einen meist unmerklichen Wert herabgedrückt. Eine zweite Folge des Schutzgitters ist eine starke Zunahme des Verstärkungsfaktors und des inneren Widerstandes, ohne Schädigung der Steilheit der Röhre. Das gestattet einen hohen Grad von Verstärkung in Verbindung mit Stromkreisen hoher Impedanz, ohne daß dabei unerwünschte Rückkopplungen und Schwingungen auftreten.

Bei der Raumladungsgitter-Röhre ist die äußere Elektrode die Steuerelektrode, während die innere auf konstanter Spannung bleibt. Der Zweck des inneren Gitters ist der, die Wirkung der Raumladung um den Glühfaden und damit den inneren Widerstand zu verringern. Die Raumladungsgitterröhre wirkt ebenso wie eine Drei-Elektrodenröhre, besitzt aber im allgemeinen größere Steilheit als eine Drei-Elektrodenröhre ähnlicher Dimension.

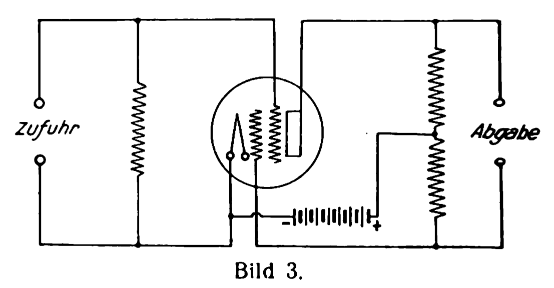


Bild 3.

Unter den besonderen Schaltungen erwähnt der Verfasser z. B. folgende. Bei einer Raumladungsgitterröhre ändert sich bei Aenderung der Spannung am Steuergitter nicht nur der Anodenstrom, sondern auch der Strom durch das Raumladungsgitter, und zwar in entgegengesetztem Sinn, als der Anodenstrom. Man kann also daran denken, nicht nur die

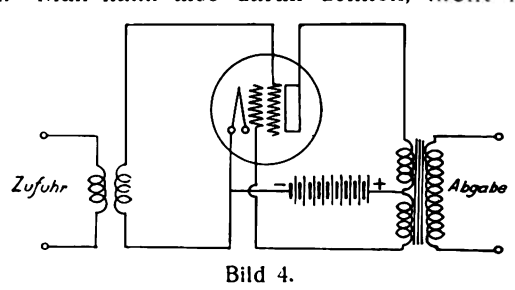


Bild 4.

Aenderungen des Anodenstroms, sondern auch diejenigen des Stroms durch das Steuergitter in der Schaltung von Bild 3 oder 4 auszunützen. Dabei kann man bei der Schaltung von Bild 3 die Widerstände unter Umständen so einstellen, daß durch den angeschlossenen Stromkreis überhaupt kein Gleichstrom fließt.

Seine Meinung über den praktischen Wert solcher Stromkreise und von Doppel-Gitterröhren überhaupt faßt der Autor in etwa folgender Weise zusammen. Die Raumladungsgitterröhre wirkt ebenso wie eine Ein-Gitterröhre, aber bei geringeren Anodenspannungen oder bei etwas größerer Verstärkung. Anordnungen, wie die oben angegebene, bei denen die Röhre doppelt ausgenutzt werden soll, — so interessant sie sein mögen — leisten meist mit einer Röhre nicht mehr, als was man in ebenso einfacher, wirksamer und meist billigerer Weise mit zwei Ein-Gitterröhren erreichen kann. Dagegen gestattet die Schutzgitterröhre nicht nur eine viel höhere Hochfrequenzverstärkung, als man mit einer Ein-Gitterröhre bekommen kann, sondern es ist bei ihr auch die Rückkopplung durch die Röhre selbst praktisch eliminiert, die ja bei den Ein-Gitterröhren sehr störend werden kann.

J. Zenneck.

1) $E_b$ bedeutet Anodenspannung; die Kurven beziehen sich auf eine Schutzgitterspannung von 45 Volt.

Digitized by Google

**M. A. Tuve** und **O. Dahl.** Eine Anordnung zur Modulation eines Senders für die Untersuchung der Kennelly-Heaviside-Schicht mit der Echo-Methode. (A transmitter modulating device for the study of the Kennelly-Heaviside layer by the echo method.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 794—798, 1928.

Mißt man die Höhe der Heavisideschicht mit der Echo-Methode, so werden die Ergebnisse um so klarer, je kürzer die Zeichen sind, die der Sender aussendet. Zweck der Arbeit ist die Mitteilung einer Methode zur Herstellung sehr kurzer Zeichen.

Die Anordnung, deren Ausgang auf einen Zwischenverstärker wirkt, ist diejenige des nebenstehenden Bildes[1]). Die linke Hälfte stellt einen „Multivibrator" von Abraham und Bloch dar. Bei

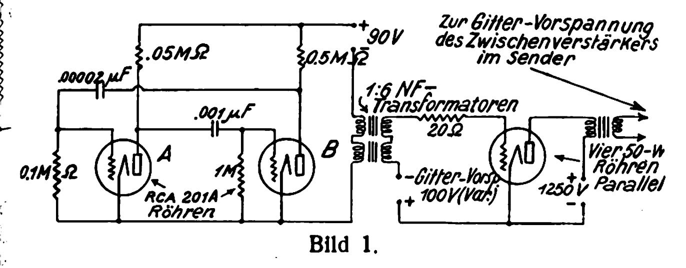


Bild 1.

den im Bild angegebenen Dimensionen erhält man im Anodenkreis der Röhren *A* und *B* außer dem normalen Anodenstrom Stromstöße derselben Richtung, deren Dauer und Frequenz durch Aenderung der Widerstände und Kapazitäten zwischen den Gittern und Anoden der beiden Röhren von Bild 1 in weiten Grenzen variiert werden kann. Es ist auf diese Weise insbesondere möglich, solche Stromstöße von der Dauer von etwa $^1/_{4000}$ sec. in einem Abstand von ungefähr $^1/_{300}$ sec. zu erhalten. Auf der Sekundärseite des Niederfrequenz-Transformators werden diese Strom-Stöße derselben Richtung in einen positiven und negativen Stoß mit noch kürzerer Dauer zerlegt, von denen nur der positive auf die stark negativ vorgespannten Gitter der 50-Watt-Röhren wirkt.

Für den Gebrauch wichtig ist, daß man die Verhältnisse so einrichten kann, daß der Sender während der kurzen Zeit der Zeichen seine volle Leistung abgibt.

Ein Beispiel für die Methode bietet die Kurve von Bild 2, die von einem Sender mit der beschriebenen

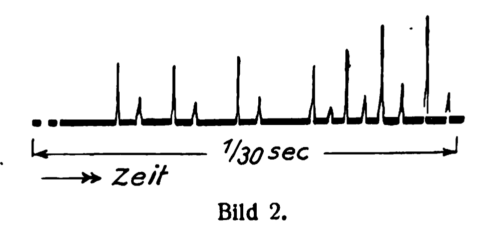


Bild 2.

Anordnung herrührt und dem tatsächlich aufgenommenen Oszillogramm nachgezeichnet ist. Man erkennt darin die außerordentlich scharfen Zeichen und die Reflexionen, die, wie die Ausmessung ergibt, auf eine Kennelly-Heaviside-Schicht in der Höhe von 137 Meilen (250 km) schließen lassen. Daß der Abstand und die Intensität der Zeichen nicht genau gleich sind, erleichtert die Identifizierung der einzelnen Reflexionen. J. Zenneck.

[1]) *MΩ* in diesem Bilde bedeutet Megohm = $10^6$ Ohm.

**B. S. Smith** und **F. D. Smith.** Ein Gerät zur Erzeugung kleiner Hochfrequenz-Spannungen von bekannter Größe. An instrument for the production of known small high frequency alternating electromotive forces. Proc. Phys. Soc. **39,** S. 18—28, 1928.

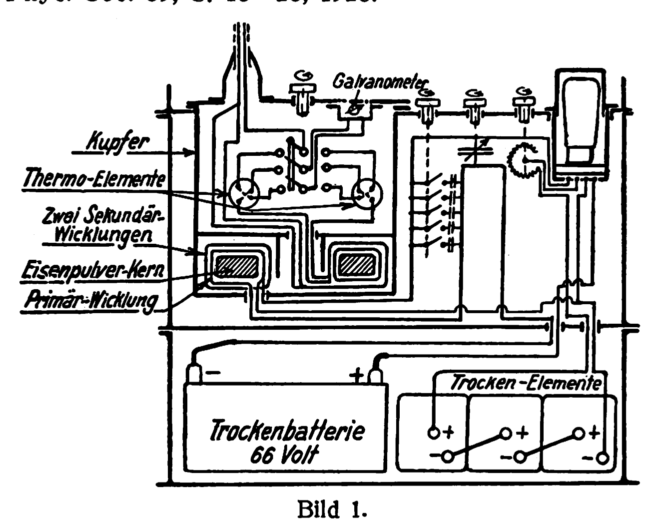


Bild 1.

Das tragbare Gerät besteht aus einem abgeschirmten Röhrengenerator mit Trockenbatterien und einem Spannungsteiler besonderer Bauart. Es liefert im Frequenzbereich von 10 bis 15 kHz ($\lambda$ = 30 bis 6 km) Spannungen im Umfang von $7{,}6 \cdot 10^{-9}$ V bis $15 \cdot 10^{-3}$ V und ist demgemäß vor allem als Vergleichssender bei Messungen der Empfangsintensität von Langwellen-Stationen verwendbar. An dem sorgfältig durchgebildeten Gerät sind besonders her-

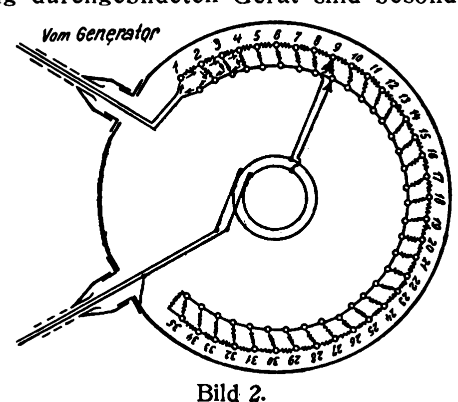


Bild 2.

vorzuheben die Maßnahmen zur Beseitigung von falschen Koppelungen durch Streufelder: beim Generator, dessen Bau Bild 1 zeigt, wird im Schwingungskreis als Induktivität eine Toroidspule mit Eisenkern (50 mHy) benutzt, deren geringes magnetisches Außenfeld noch durch eine Kompensationswindung beseitigt wird; ferner wird eine sehr sorgfältige, z. T. mehrfache metallische Kapselung angewandt.

Von besonderem Interesse ist die Bauart des Spannungsteilers, der mit dem Generator durch eine biegsame geschirmte Leitung verbunden ist. Um eine geometrische Stufung der Spannungen (35 Stufen mit

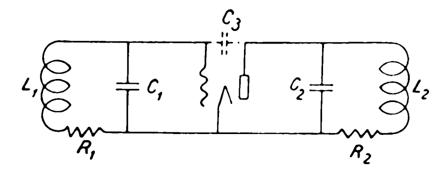
Digitized by Google

dem jeweiligen Verhältnis $1:\sqrt{2}$, Gesamtbereich somit $1:2\cdot10^{6}$) zu erzielen, ist derselbe als Kettenleiter ausgebildet (Bild 2). Die Serienwiderstände betragen 0,0347 Ohm, die Parallelwiderstände 3,47 Ohm, der Schlußwiderstand 9,12 Ohm; die ganze Kette stellt einen Anschlußwiderstand von 0,12 Ohm dar. Die Stromstärke, mit welcher die Kette belastet ist, wird mit Thermoelementen und Gleichstrominstrument (Galvanometer) gemessen und kann zwischen 8,33 und 125 mA eingestellt werden.

E. Mauz.

**J. W. Wright.** Der Röhrengenerator mit Schwingungskreis in der Gitter- und Anodenleitung. (The tuned-grid, tuned-plate, self-oscillating vacuum-tube circuit.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 1113—1117, 1928.

Es handelt sich um die Schaltung des nachstehenden Bildes, die in Deutschland wohl meist als Huth-Kühn-Schaltung bezeichnet wird. Ueber diese

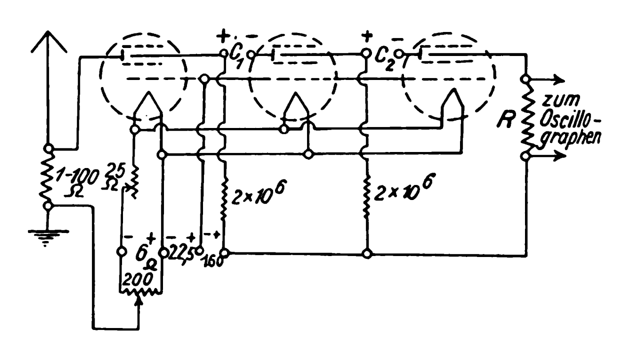



Schaltung waren in der amerikanischen Literatur Arbeiten mit abweichenden Ergebnissen erschienen. Der Verfasser stellt die Theorie unter Vernachlässigung des Gitterstroms richtig. Es folgt aus seinen Ableitungen, daß, wenn man Schwingungen erhalten will, deren Frequenz durch den Schwingungskreis in der Gitterleitung bestimmt ist, der Schwingungskreis in der Anodenleitung eine etwas höhere Eigenfrequenz haben und infolge davon für die Schwingungen eine Induktanz darstellen muß.

J. Zenneck.

**A. Hund.** Aperiodische Verstärkung und ihre Anwendung auf das Studium atmosphärischer Störungen. (Notes on aperiodic amplification and application to the study of atmospherics.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 1077 bis 1078, 1928.

Der Verfasser weist darauf hin, daß Verstärker mit induktiver und kapazitiver Kopplung im allgemeinen aperiodische Spannungen nicht so verstärken,




daß der zeitliche Verlauf der verstärkten Spannung ein richtiges Abbild der zugeführten Spannung ist. Er empfiehlt in diesem Fall Verstärker mit Doppel-Gitterröhre in Raumladungsschaltung und mit reiner Widerstandskopplung nach der Art des Verstärkers im vorstehenden Bild.

J. Zenneck.

# Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten.)

**Die Internationale Regelung der Funktelegraphie und -telephonie.** (Weltfunkvertrag Washington, 1927.) Hrgg. von H. Thurn, Ministerialrat im Reichspostministerium. IV. u. 97 S., 8°. Berlin 1929, Verlag Julius Springer. Geh. RM. 8,40.

**Der Amateur-Kurzwellenbetrieb.** Eine gemeinverständliche Darstellung des Liebhaberverkehrs auf kurzen Wellen. Hrgg. von Max Vantler. Die Fachschriften-Reihe des „Funk". Zweites Heft. 32 S. mit 10 Abb., 8°. Berlin 1929, Weidmannsche Buchhandlung. Geh. RM. 0,75.

**Elektrische Ausgleichsvorgänge und Operatorenrechnung.** Hrgg. von John R. Carson. Erweiterte deutsche Bearbeitung von F. O. Ollendorf und K. Pohlhausen. IX u. 186 S. mit 39 Abb. im Text und einer Tafel, 8°. Berlin 1929, Verlag von Julius Springer. Geh. RM. 16,50, geb. RM. 18.—.

**Elektrische Gleichrichter und Ventile.** Hrgg. von Prof. Dr.-Ing. A. Güntherschulze. Zweite erweiterte und verbesserte Auflage. 330 S. mit 305 Textabb., 8°. Berlin 1929, Verlag von Julius Springer. Geb. RM. 29.—.

**Grundriß der Physik.** Hrgg. von Prof. Dr. F. Meigen. 5.—7. vollständig neu bearbeitete Auflage von Prof. F. Meigen und Dr. F. Rossmann. Speyers Kompendien und Repetitorien V. 292 S. mit 52 Abb. im Text, 8°. Freiburg i. Bad. 1929, Speyer und Kaerner, Universitätsbuchhandlung.

# Bücherbesprechungen.

**Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen.** Von Dr. A. Sacklowski. Mit einer Einführung von Professor Dr. ing. e. h. Dr. K. W. Wagner. Ein Bericht über die Literatur des Gebietes erstattet mit Unterstützung der Heinrich-Hertz-Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens. 2. Band der Einzeldarstellungen aus der elektrischen Nachrichtentechnik. Hrsg. von F. Moench. XII und 129 S. mit 46 Bildern. Berlin, Weidmannsche Buchhandlung, 1928. Geh. 4,50 Mk., geb. 6 Mk.


Digitized by Google

Der Hochfrequenztechniker und -physiker wird das Erscheinen dieses kleinen Werkes freudig begrüßen. Der Verfasser hat in höchst dankenswerter Weise die in zahlreichen Zeitschriften verstreuten Arbeiten über Wellenausbreitung zusammengetragen und das umfangreiche Material zu einem handlichen Nachschlagewerk geformt. Welche Mühe hier aufzuwenden war, zeigt das Literaturverzeichnis, das für sich allein schon ein Werk darstellt: nicht weniger als 474 Arbeiten sind zitiert.

Das Buch zerfällt in einen empirischen und einen theoretischen Teil. Zunächst werden die experimentellen Grundlagen behandelt, in erster Linie die Feldstärkemessungen für lange und mittlere Wellen. Die verschiedenen Meßmethoden, mit und ohne Hilfssender, werden eingehend beschrieben, sowie die Anordnungen zur Trennung von Horizontal- und Vertikalkomponente. Daran anknüpfend schließt sich eine Darstellung der Ergebnisse und Folgerungen aus den Messungen, unter besonderer Berücksichtigung der periodischen Schwankungen der Feldstärke sowie der Einflüsse von Nordlicht, Sonnenfinsternis und Wetter. Es folgt dann ein umfangreiches Kapitel über die Aufstellung von Ausbreitungsformeln, in welchen die Arbeiten von Austin sowie die ausgedehnten Versuche von Round, Eckersley, Tremellen und Lunnon in den Vordergrund gestellt sind. Anschließend folgt ein Kapitel über die Ausbreitung der kurzen Wellen, ein weiteres behandelt Fadings, Polarisation und Richtempfang.

Der zweite Teil des Buches bringt die Theorien über die Wellenausbreitung. Ausgehend von der Hertzschen Formel werden zunächst diejenigen Arbeiten herangezogen, welche mit mehr oder minder leitender Erde rechnen, ohne Berücksichtigung der oberen Atmosphäre. Der nächste Abschnitt behandelt die Theorien, welche die Existenz einer leitenden Höhenschicht ihren Rechnungen zugrunde legen. Hier finden sich die Arbeiten von Larmor (1924), Baker und Rice (1926), Elias (1926) und schließlich von Lassen (1926). Den Schluß dieses Teiles bildet ein kurzer Bericht über die Interferenz-Versuche von Appleton und Barnett sowie über die von Quäck beobachteten Doppel- und Mehrfachzeichen.

Die Darstellung ist überall klar und flüssig, sie wird durch eine große Zahl von Figuren wirksam unterstützt. Besonders angenehm wird diese Klarheit empfunden bei Behandlung der zahlreichen Methoden der Feldstärkemessung für lange und mittlere Wellen. Für dieses Wellengebiet ist in der Tat alles bekannte Material in großen Zügen mitgeteilt. Was dagegen die kurzen Wellen betrifft, so möchte man meinen, daß sie etwas stiefmütterlich behandelt worden sind im Verhältnis zu dem großen Interesse, das man diesem Wellengebiet heute von allen Seiten der Theorie sowohl als der Praxis entgegenbringt. Die hier geübte Einschränkung mag darin begründet sein, daß das Literaturverzeichnis mit 1926 abschließt, obwohl im Vorwort 1928 als Erscheinungsjahr genannt ist. So kommt es, daß man hier manche grundlegende Arbeit vermißt, deren Ergebnisse einem bereits in Fleisch und Blut übergegangen sind — ein Zeichen für die rapide Entwicklung dieses Fachgebietes. Es sei ferner zugegeben, daß es bei den kurzen Wellen besonders schwierig ist, das umfangreiche sich teilweise widersprechende Material über Ausbreitung in eine zusammenhängende Darstellung zu bringen. Immerhin wirkt es befremdlich, wenn man z. B. auf Seite 50 liest, daß zwischen langen und kurzen Wellen „in bezug auf die Schwunderscheinungen keine wesentlichen Unterschiede bestehen". Das gleiche gilt von der Angabe (Seite 58), daß sich die Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen „erst in Entfernung von einigen hundert Kilometern, außerhalb der toten Zonen" bemerkbar machen. Daß dies — leider! — nicht der Fall ist, wird jeder wissen, der einmal einen Kurzwellensender auf nächste Entfernung beobachtet hat.

Auf alle Fälle füllt das kleine Werk eine seit langem empfundene Lücke aus. Es steht zu hoffen, daß es mit der weiteren Entwickelung der Kenntnisse über die Wellenausbreitung Schritt hält und daß beim nächsten Erscheinen auch die kurzen und kürzesten Wellen zu ihrem Recht kommen. K. Krüger.

**Die Elektronenröhre.** Von Albrecht Forstmann und Dr. Ernst Schramm. (Die Radio-Reihe, Band 24.) 238 S. mit 197 Abb. Berlin 1927. Verlag von R. C. Schmidt & Co. Gbd. Gzl. RM. 9.50.

Unter den vielen Radiobüchern ein Werk, das besonderer Beachtung wert ist. Den Verfassern ist es gelungen, die schwierige Materie trotz Beibehaltung der exakten wissenschaftlichen Darstellung derart klar und verständlich zu behandeln, daß nicht nur der Fachmann, sondern auch der vorgeschrittene Funkfreund das Buch mit Nutzen lesen und verwenden kann. Von den drei Abschnitten behandelt der erste Teil die Theorie der Röhre, insbesondere die Emission, Kathodenarten, Charakteristik und Messungen. Der zweite Abschnitt befaßt sich mit der Funktion der Röhre in den verschiedenen Schaltungen (Verstärker und Gleichrichter) und behandelt die dabei auftretenden Probleme vorwiegend vom theoretischen Standpunkt aus, während im dritten Abschnitt die praktische Anwendung mit den Schaltbildern für Nieder- und Hochfrequenzverstärkung sowie Demodulation besprochen wird. Die Darstellung zeichnet sich dadurch aus, daß in allen Fällen Formeln entwickelt werden, die der Praktiker verwenden kann und daß trotzdem eine Allgemeinverständlichkeit erzielt ist, soweit es der Stoff überhaupt gestattet. Das Buch wird sich sicher viele Freunde erwerben und kann Fachleuten ebenso wie Funkfreunden bestens empfohlen werden.

C. Lübben.

**Verstärkermeßtechnik.** Instrumente und Methoden. Von Manfred von Ardenne, unter Mitarbeit von W. Stoff und F. Gabriel. Mit einem Geleitwort von Prof. Dr. M. Pirani. VII und 235 S. mit 246 Abb., 8°. Berlin 1929. Verlag von Julius Springer. Geh. 22,50 Mk., geb. 24 Mk.

Das Buch wendet sich nach einem Geleitwort von Herrn Pirani vor allen Dingen an diejenigen, welche Apparate mit Elektronenröhren im technischen Betrieb herstellen, ebenso an diejenigen, welche die

Digitized by Google

Elektronenröhren als Meßinstrument im Laboratorium anwenden wollen. Demgemäß hat der Verfasser die theoretischen Betrachtungen auf ein Mindestmaß beschränkt und die praktischen Ausführungen über die Eigenschaften der einzelnen Meßeinrichtungen und Geräte in den Vordergrund gestellt.

Das Buch gibt einen Einblick in die Meßmethoden, die Meßgeräte und die Meßfehler. Zahlreiche gut ausgeführte und übersichtliche Schaltskizzen und Kurvenbilder erläutern den Text und erleichtern das Hineinfinden in die Materie. Ob es allerdings unumgänglich notwendig ist, sogar Röntgenaufnahmen von Spulenkopplungen (Bild 214 und 244) einzufügen, scheint mir zweifelhaft.

Man vermißt — insbesondere bei der alphabetischen Literaturübersicht am Schluß des Buches — die restlose Erfassung des Gesamtstoffes. Das Literaturverzeichnis ist vollständig wohl nur hinsichtlich der Arbeiten des Verfassers.

F. Trendelenburg.

**Die Beseitigung der Funkempfangsstörungen.** Eine praktische Anleitung. Von F. Eppen. Mit einem Geleitwort von Dr. Bredow, Rundfunkkommissar des Reichspostministeriums. Aus der Fachschriftenreihe des „Funk". 31 Seiten, 14 Textabbildungen. Berlin 1928. Weidmannsche Buchhandlung. Brosch. RM. 0,60.

Das kleine Buch ist für den Gebrauch des Rundfunkpraktikers bestimmt. Es ist einfach und klar geschrieben. Die schematischen Abbildungen sind übersichtlich und leicht verständlich.

In einem ersten Teil werden die allgemeinen Gesichtspunkte in der Frage nach der Entstehung und der Beseitigung von Störungen des Rundfunks durch irgendwelche elektrische Anlagen — darum handelt es sich im ganzen Buch nur — besprochen.

In einem zweiten speziellen Teil werden die bei den einzelnen Störungsquellen anzuwendenden Verfahren zur Störungsbeseitigung angegeben. Unter den Beispielen erwähne ich die elektrische Klingel, Pendelgleichrichter, die Temperaturregler von elektrischen Heizkissen, elektrische Bahnen, Generatoren und Motoren und Hochfrequenzheilgeräte. In allen diesen Fällen werden einfache Maßnahmen empfohlen, die die Störung beseitigen oder mindestens mildern können.

Da an Maßnahmen zur Beseitigung einer Störung erst gedacht werden kann, wenn man die Störungsquelle kennt, so gibt der Verfasser auch Methoden an, um diese ausfindig zu machen.

Das Buch wird dem Rundfunk-Praktiker sicher gute Dienste leisten, aber auch anderen wird es willkommen sein als übersichtliche Zusammenfassung dessen, was auf diesem Gebiete bekannt ist.

J. Zenneck.

**Hilfsbuch für die Elektrotechnik.** Hrsg. von Dr. K. Strecker. 10. Auflage. Schwachstromausgabe (Fernmeldetechnik). XXI und 6637 S. mit 1057 Abb. Berlin 1928. Verlag von Julius Springer. Gbd. RM. 42.—.

Dieses seit 40 Jahren erscheinende Werk, das dem Elektrotechniker seit langem ein unentbehrliches Handbuch geworden ist, ist nunmehr auch gesondert als Schwachstromausgabe herausgegeben worden. Das Buch hat infolgedessen eine erhebliche Umarbeitung und Ergänzung gefunden. Vor allem sind diejenigen Gebiete, die den Hochfrequenztechniker besonders angehen, zum Teil neu aufgenommen, zum Teil erheblich erweitert worden. Besonders zu erwähnen sind die Abschnitte über Messungen mit Hochfrequenz, Feldstärkemessungen, Messungen an Elektronenröhren, Erzeugung elektrischer Schwingungen und Funkwesen. Diese Abschnitte nehmen in dem Werk nicht weniger als 180 Seiten ein, woraus hervorgeht, daß auch diese Gebiete sehr eingehend behandelt sind. Das Werk bedeutet auch für den Hochfrequenztechniker ein wertvolles Hilfsbuch und kann bestens empfohlen werden.

C. Lübben.

**Zur Theorie des Fernsprechverkehrs.** Von Oberpostrat K. Frei. I. Band der „Einzeldarstellungen aus der Nachrichtentechnik", hrsg. von F. Moench. 138 S. Berln 1927. Weidmannsche Buchhandlung. Gbd. RM. 6.—.

Im Fernsprechverkehr, der eine Erscheinung mit starken Schwankungen ist, treten technisch wirtschaftlich wichtige Fragen auf, die man mit der Wahrscheinlichkeitsrechnung beantworten kann. Eine der wichtigsten ist z. B. die Zahl der nichtdurchkommenden Anrufe als Funktion der Gesamtzahl von Anrufen und der verfügbaren Leitungszahl. Frei behandelt diese und andere Fragen im Anschluß an frühere Arbeiten. Alle Vorschläge werden kritisch auf ihre Zulässigkeit — es sind lange nicht alle Gleichungen richtig! — und Geltungsbereich untersucht. Ganz kurz erwähnt Frei am Schluß neuere amerikanische Arbeiten über die Verwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung in der Überwachung der Fabrikation. Auch das ist ein Gebiet mit starken Schwankungen. Es wäre interessant, die Schwankungen der mittleren Brenndauer von Verstärkerröhren als wahrscheinlichkeitstheoretisches Fehlergesetz aufzusuchen. Dann kann man die Risiken berechnen, wenn man Austausch durchgebrannter Lampen gewähren will. Wenn viele Schiffe die gleiche Welle aussenden, wie oft ist zu erwarten, daß Schiffe gleichzeitig senden? Allgemein gesagt, wenn man Erscheinungen mit starken Schwankungen beurteilen will und wenn man die Gesetze der Schwankungen nicht aus anderen Unterlagen errechnen kann, so wird man immer ein wahrscheinlichkeitstheoretisches Gesetz finden können, das die Erwartung einer so und so großen Abweichung vom Mittelwert zu berechnen gestattet. Ganz besonders sei betont, daß solche Abweichungen — gerade im Fernsprechverkehr — sich nicht nach dem Gaussschen Gesetz richten, sondern nach Poisson und anderen Gesetzen. Das vorliegende Buch nimmt seine Beispiele alle aus der Fernsprechtechnik. Man kann aber an Stelle des Wortes Fernsprecher sagen „Erscheinung mit starker Schwankung" und erhält so eine angenehm zu lesende Einführung in die Gedankengänge, wie die Aufgaben gestellt werden und wie die Ergebnisse mit der Wirklichkeit verglichen werden. Das Buch wird also nicht nur Fernsprechtechnikern empfohlen, sondern allen, die sich mit dem Benehmen stark schwankender Erscheinungen befassen müssen.

Lubberger.


Digitized by Google

SEP 30 29F

nd 34 August 1929 Heft 2

# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. Arco (Berlin), Dr. L. W. Austin (Washington), Postrat Dr. F. Banneitz (Berlin), Prof. Dr. H. Barkhausen (Dresden), Dr. W. Burstyn (Berlin), Prof. Dr. A. Esau (Jena), Prof. Dr. H. Faßbender (Berlin), Dr. L. de Forest (New-York), Prof. Dr. F. Kiebitz (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. Leithäuser (Berlin), Dr. S. Loewe (Berlin), Dr. C. Lübben (Berlin), Dr. E. Lübcke (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. Meissner (Berlin), Prof. Dr. H. G. Möller (Hamburg), Dr. E. Nesper (Berlin), Dr. B. van der Pol jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. Poulsen (Kopenhagen), Prof. Dr. L. Pungs (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. Rosenbaum (Berlin), Dr. K. Rottgardt (Berlin), Prof. Dr. H. Rukop (Köln), Dr. A. Scheibe (Charlottenburg), Oberingenieur O. Scheller (Berlin), Prof. Dr. W. Schottky (Berlin), Prof. Dr. A. Sommerfeld (München), Dr. F. Trendelenburg (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. Wien (Jena), Prof. Dr. H. Wigge (Köthen-Anh.)

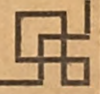
herausgegeben von

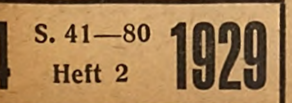
Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9





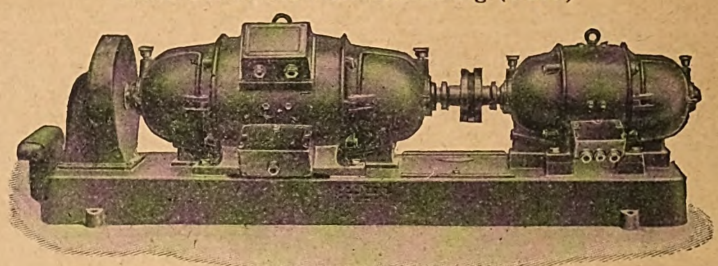

*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google

# Gleichstrom-Hochspannungs-Dynamos

**für Sender :: für 2000–10 000 Volt Spannung**

offene Bauart und Marineausführung (DGM.)



# Doppelstrom-Generatoren

(Gleichstrom-Gleichstrom-Doppelstrom-Umformer) maximale Leistung 1200 Volt, 120 Watt

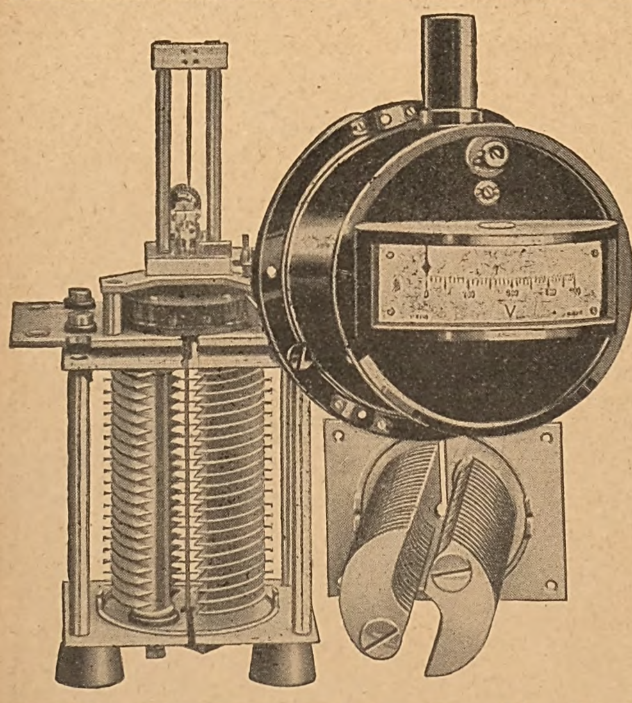
**besonders geeignet für Funk-Kurzwellensender usw.**

**Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!**


**Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!**


BEW **Bayerische Elektricitäts-Werke**

Fabrik **Landshut** Bayern



# H&B

## ELEKTROSTATISCHE VOLTMETER

H&B Multizellular-Voltmeter sind die einzigen elektrostatischen Geräte, die zum Messen niedriger Wechselspannungen geeignet sind. Sie arbeiten mit sehr geringem Eigenverbrauch. Die Hochfrequenz-Technik bevorzugt diese Voltmeter, weil sie frequenzunabhängig sind. In Verbindung mit Spannungsteilern sind statische Voltmeter auch für Hochspannungsmessungen bis 1 Million Volt zu verwenden. Jahrzehntelange Erfahrungen im Bau dieser Geräte geben Gewähr für höchste Vollendung in Ausführung und Form.

# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT/MAIN**




Digitized by Google

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Ueber die selbsterregten Schwingungen in Kreisen mit Eisenkernspulen.

Von **H. Winter-Günther,** München.

**Inhaltsübersicht.**

Die selbständigen Eigenerregungen in Schwingungskreisen mit Eisenkernspulen werden in Anlehnung an ein analoges mechanisches Problem behandelt, indem für die Eisenkernspule eine nach Maßgabe des magnetisierenden Stromes periodisch veränderliche Induktivität eingeführt wird.

---

Schon seit längerer[1]) Zeit weiß man, daß in Schwingungskreisen, die eine Spule mit geschlossenem Eisenkern enthalten und auf die eine sinusförmige äußere E. M. K. wirkt, unter Umständen sich zusätzliche Schwingungen erregen können, deren Frequenzen nicht notwendig gleich der Frequenz der äußeren E. M. K. noch einem ganzzahligen Vielfachen davon sind. K. Heegner[1]) hat bekanntlich allgemein das Einsetzen derartiger Schwingungen experimentell untersucht und mit Hilfe von Energiebetrachtungen auch theoretisch bestimmte Aussagen, besonders über die bestehenden Frequenzrelationen gewonnen.

In dieser Veröffentlichung will ich nun zeigen, daß die wichtigsten unter den hierher gehörenden Erscheinungen (d. s. selbständige Eigenerregungen) auch eine von derjenigen Heegners etwas abweichende Darstellung zulassen. Ich wurde hierzu durch eine Arbeit Lord Rayleighs[2]) geführt, in der ein Beispiel für Frequenzhalbierung aus der Mechanik behandelt wird. Die Uebertragung der hierbei entwickelten Methode auf unser Problem schien mir wegen der Einfachheit, mit der sich daraus die Bedingungen für das Einsetzen und für den Verlauf der Eigenerregungen ergeben, nicht ohne Bedeutung zu sein.

Der Inhalt dieser Arbeit von Rayleigh soll hier kurz angegeben werden, da hierdurch das Verständnis der elektromagnetischen Analogie erleichtert wird:

Eine gespannte Saite ist an einem Ende mit der Zinke einer Stimmgabel verbunden, die in Richtung der Saite mit der Frequenz $\omega_0$ schwingt. Die Spannung der Saite erfährt somit eine periodische Aende-

[1]) K. Heegner, „Selbsterregungserscheinungen bei Systemen mit gestörter Superposition." Ztschr. f. Phys. 29, S. 91, 1924 und 33, S. 85, 1925. Ref. d. Jahrb. 27, S. 30, 1926.

[2]) „On maintained vibrations", Phil. Mag. 15, S. 229, 1883; s. auch Rayleigh, Theory of sound, 1, S. 82, London 1926.

Digitized by Google

rung der gleichen Frequenz. Für transversale Schwingungen scheint zunächst keine Veranlassung vorzuliegen. Tatsächlich aber führt die Saite unter gewissen Bedingungen kräftige transversale Schwingungen von der Frequenz $\frac{\omega_0}{2}$ aus[3]). Rayleigh macht zur Deutung dieser Erscheinung für die Transversalschwingungen des Systems den Ansatz

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + a \cdot \frac{du}{dt} + n^2 \cdot u - 2\,\beta \sin \omega_0 t \cdot u = 0$$

und weist nach, daß diese Differenzialgleichung bei einer bestimmten Wahl der Konstanten $a$, $\beta$, $n^2$ ein partikulares Integral

$$u = A \cdot \sin \left(\frac{\omega_0}{2} t - \varphi\right)$$

besitzt.

Die elektromagnetische Analogie zu diesem mechanischen Problem bildet offenbar ein Schwingungskreis, dessen Kapazität oder Induktivität periodisch veränderlich ist. Dies letztere ist der Fall, wenn in dem Kreise eine Eisenkernspule liegt, welche von einem Wechselstrom magnetisiert wird. Die „Induktivität" dieser Spule erfährt hierdurch eine periodische Aenderung (s. u.) der gleichen Frequenz wie der magnetisierende Wechselstrom für den Fall, daß diesem noch Gleichstrom überlagert ist, der doppelten Frequenz aber, wenn die Gleichstromkomponente fehlt.

Es soll nun gezeigt werden, daß die selbständigen Eigenerregungen in derartigen Systemen analog den mechanischen Beispielen aus dieser Periodizität der „Selbstinduktion" erklärt werden können.

In dem folgenden Abschnitt wird zunächst eine Darstellung der „Selbstinduktion" einer Eisenkernspule als periodische Funktion der Zeit gegeben. In den darauffolgenden Abschnitten sollen dann die selbständigen Eigenerregungen in einfachen Schwingungskreisen mit Eisenkernspule (mit und ohne Gleichstromvormagnetisierung) behandelt werden und schließlich wird eine Erweiterung des Ansatzes von Rayleigh zur Darstellung der bei gekoppelten Systemen mit Eisenkernspule unter Umständen auftretenden Störerscheinungen führen.

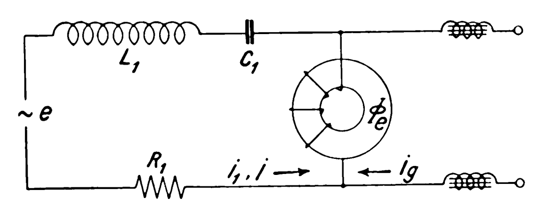



Bild 1.
**Schwingungskreis mit Eisenkernspule und Gleichstrom-Vormagnetisierung.**

## I. Die Eisenkernspule als periodisch veränderliche Induktivität.

Eine Spule mit geschlossenem Eisenkern, dessen magnetischer Fluß $\Phi_e$ sei und der von dem Gleichstrom $i_g$ vormagnetisiert werde, liege in einem Schwingungskreise mit der Kapazität $C_1$, der Induktivität $L_1$ und dem Verlustwiderstande $R_1$ (Bild 1). Auf diesen Kreis wirke eine äußere sinusförmige elektromotorische Kraft $e$, mit der Frequenz $\omega_0$. Die Differentialgleichung für den Strom $i_1$ lautet daher

$$\left.\begin{aligned} \frac{d\Phi_e}{di_1} \cdot \frac{di_1}{dt} + L_1 \cdot \frac{di_1}{dt} + i_1 R_1 + \frac{1}{C_1} \int i_1\, dt \\ = E \sin(\omega_0 t - \psi) = e \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Wenn die eisenfreie Induktivität $L_1$ hinreichend groß ist, können die höheren harmonischen von $i_1$ gegenüber der Grundschwingung vernachlässigt werden und Gl. (1) besitzt eine stationäre Schwingung als Lösung:

$$i_1 = J_1 \sin \omega_0 t,$$

die man bekanntlich erhält, wenn für die Eisenkernspule eine nach Schunck-Zenneck[4]) definierte Induktivität $L_e$ eingeführt wird.

Nach der Methode der kleinen Schwingungen soll nun dem Strom $i_1$ eine zusätzliche Schwingung $i$ superponiert werden mit der Bedingung: $i \ll i_1$. Die Differentialgleichung für den variierten Strom wird, da nach dieser Voraussetzung in erster Nährung:

$$\frac{d\Phi_e(i_1 + i)}{d(i_1 + i)} \cdot \frac{d(i_1 + i)}{dt} = \frac{d\,\Phi_e(i_1)}{di_1} \cdot \frac{d(i_1 + i)}{dt} + i \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{d\,\Phi_e(i_1)}{di_1}\right),$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{d\Phi_e(i_1)}{di_1} \cdot \frac{d(i_1 + i)}{dt} + i \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{d\Phi_e(i_1)}{di_1}\right) + L_1 \cdot \frac{d(i_1 + i)}{dt} \\ + R_1(i_1 + i) + \frac{1}{C_1} \int (i_1 + i)\, dt = e. \end{aligned}\right\} (2)$$

Die Gleichung der überlagerten Schwingung ist daher:

$$\frac{d\Phi_e}{di_1} \cdot \frac{di}{dt} + i \cdot L_1 \frac{di}{dt} + i \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{d\Phi_e}{di_1}\right) + i \cdot R_1 + \frac{1}{C_1} \int i\, dt = 0 \quad (3)$$

Die Koeffizienten $\frac{d\Phi_e}{di_1}$ und $\frac{d}{dt}\left(\frac{d\Phi_e}{di_1}\right)$ sind nun Funktionen von $i_1$, daher periodische Funktionen der Zeit[5]) und können, wie unten gezeigt wird, durch folgende Fourierreihen dargestellt werden:

$$\frac{d\Phi_e}{di_1} = L_0 + k_1 \sin \omega_0 t + k_2 \cos 2\,\omega_0 t + k_3 \sin 3\,\omega_0 t + \ldots \quad (4)$$

und daher:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{d\Phi_e}{di_1}\right) = \omega_0 k_1 \cos \omega_0 t - 2\,\omega_0 k_2 \sin 2\,\omega_0 t + 3\,\omega_0 k_3 \cos 3\,\omega_0 t - \ldots \quad (5)$$

$L_0$ und $k_n$ sind hierin Funktionen der Amplitude $J_1$ des magnetisierenden Wechselstromes und des überlagerten Gleichstromes $i_g$.

Nach Rayleigh wird Gl. (3) infolge dieser Periodizität der Koeffizienten u. U. stationäre Lösungen für $i$ besitzen, die sich der ursprünglichen Lösung $i_1$ von Gl. (1) überlagern und die daher die selbständigen Eigenerregungen unseres Systems darstellen. Vor deren Untersuchung sind zunächst die

[3]) In der angeführten Arbeit wird noch eine Reihe von weiteren Beispielen aus der Mechanik gegeben. In diesem Zusammenhange sei ferner hingewiesen auf: B. van der Pol, „Stabiliseering door kleine Trillingen", Physica, Nederl. Tijdschrift v. Natuurkde. 5, S. 157, 1925.

[4]) Dieses Jahrbuch 19, S. 117, 1922.


[5]) $\frac{d\Phi_e}{di_1}$ hat in Gl. (3) die Bedeutung einer periodisch veränderlichen Selbstinduktion.

Digitized by Google

Koeffizienten der Reihe Gl. (4) als Funktionen von $i_1$ und $i_g$ zu berechnen:

a) $L_0$ und $k_n$ bei reiner Wechselstrommagnetisierung ($i_g = 0$).

Verwendet man, wie üblich, für die analytische Darstellung der Magnetisierungskurve des Eisens den Ansatz von L. Dreyfuß:

$$\Phi_e = L_m \operatorname{arctg}(q \cdot i_1) + L' i_1, \tag{6}$$

worin nach oben $i_1 = J_1 \sin \omega_0 t$, so wird zunächst

$$\frac{d\Phi_e}{di_1} = \frac{L_m}{1 + q^2 \cdot i_1^2} + L' = \frac{L_m}{1 + q^2 J_1^2 \cdot \sin^2 \omega_0 t} + L' \tag{7}$$

Hieraus folgt, daß $\frac{d\Phi_e}{di_1}$ als Grundfrequenz $2 . \omega_0$, also die doppelte Generatorfrequenz besitzt. Daher wird in Gl. (4 u. 5) $k_1 = k_3 = k_5 = 0$. Die übrigen Koeffizienten von Gl. (4 u. 5) ergeben sich wie folgt:

$$\left.\begin{aligned} L_0 &= \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{d\Phi_e}{di_1} \cdot d(\omega_0 t) \\ &= \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{L_m\, d(\omega_0 t)}{1 + q^2 J_1^2 \cdot \sin^2 \omega_0 t} + L' = L' + \frac{L_m}{\sqrt{1 + q^2 J_1^2}} \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

$$k_n = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} \frac{d\Phi_e}{di_1} \cdot \cos n\, \omega_0 t \cdot d(\omega_0 t) \quad . \; . \quad n = 2, 4, 6 \; . \; . \tag{9}$$

Aus Gl. (9) ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} k_2 &= \frac{4 L_m}{q^2 J_1^2} \cdot \left\{ \frac{1 + \frac{q^2 \cdot J_1^2}{2}}{\sqrt{1 + q^2 \cdot J_1^2}} - 1 \right\} \\ k_4 &= \left(1 + \frac{2}{q^2 \cdot J_1^2}\right) k_2 - (L_0 - L') \\ k_n &= \left(1 + \frac{q^2 \cdot J_1^2}{2}\right) = \frac{q^2 \cdot J_1^2}{4} (k_{n-2} + k_{n+2}) \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Sinus-Glieder treten in der Fourierreihe (für $i_g = 0$) nicht auf. Wir erhalten also das Ergebnis:

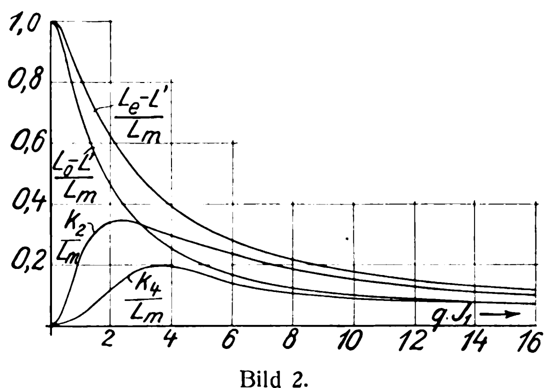



Bild 2.

Die ersten Koefficienten der Fourier-Reihe für $\frac{d\Phi_e}{di_1}$ eines Eisenkernes ohne Gleichstromvormagnetisierung, als Funktionen der Amplitude des magnetisierenden sinus-förmigen Wechselstromes

$$\frac{d\Phi_e}{di_1} = L_0 + k_2 \cos 2\,\omega_0 t + k_4 \cos 4 \omega_0 t + \; . \; . \; . \tag{11}$$

und daher

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{d\Phi_e}{di_1}\right) = -\omega_0 \left\{2\, k_2 \sin 2\omega_0 t + 4\, k_4 \sin 4\, \omega_0 t + . \, .\right\} \tag{12}$$

In Bild 2 sind die Werte von $\frac{L_0}{L_m}, \frac{k_2}{L_m}, \frac{k_4}{L_m}$ als Funktionen von $q . J_1$ eingetragen.

Aus $L_0$ und $k_2$ ergibt sich der Wert der nach Schunck-Zenneck definierten Induktivität $L_e$ der Eisenkernspule: Es ist nämlich $\omega_0 L_e \cdot J_1 \cos \omega_0 t$ die Grundschwingung der Spannung an dieser Spule, wenn der Spulenstrom $i_1 = J_1 \sin \omega_0 t$ ist. Da in diesem Falle die Gesamtspannung an der Spule $\frac{d\Phi_e}{di_1} \cdot \frac{di_1}{dt}$ ist, so folgt hieraus:

$$\begin{aligned} \omega_0 L_e \cdot J_1 &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} \frac{d\Phi_e}{di_1} \cdot \frac{di_1}{dt} \cos \omega_0 t \, d(\omega_0 t) = \\ &= \frac{\omega_0 \cdot J_1}{\pi}\int_0^{2\pi} \frac{d\Phi_e}{di_1} \left(\frac{1 + \cos 2\, \omega_0 t}{2}\right) d(\omega_0 t) \end{aligned} \tag{13}$$

Durch den Vergleich der Ausdrücke (8) und (9) mit Gl. (13) erhält man:

$$L_e = L_0 + \frac{k_2}{2} \; \text{(s. Bild (2)!)} \tag{14}$$

$(L' + L_m)$ ist der Maximalwert von $L_e$ und von $L_0$.

b) $L_0$ und $k_n$ bei Gleichstrom-Vormagnetisierung ($i_g \neq 0$).

Es ist bekannt, daß die Abhängigkeit von Feldstärke und Fluß im Eisen für den Fall einer Gleichstrom-Vormagnetisierung bedeutend verwickelter ist, als sie durch den Ansatz Gl. (6) wiedergegeben wird. Es wird deshalb hier auf eine analytische Berechnung der Koeffizienten von Gl. (4) verzichtet. Immerhin lassen sich über dieselben auch ohne die Annahme einer bestimmten Magnetisierungskurve einige qualitative Aussagen machen:

1. Die Grundfrequenz der Funktion $\frac{d\Phi_e}{di_1}$ ist, bei Anwesenheit einer Vormagnetisierung, gleich der Generatorfrequenz $\omega_0$; denn hier ist im Gegensatz zu a) $\Phi_e(i_g + i_1) \neq -\Phi_e(i_g - i_1)$

$\frac{d\Phi_e}{di_1}$ kann daher in die Reihe entwickelt werden:

$$\frac{d\Phi_e}{di_1} = L_0 + k_1 \sin \omega_0 t + k_2 \cos 2\, \omega_0 t + k_3 \sin 3 \omega_0 t + \, . \, . \tag{15}$$

(Die Glieder mit $\cos (2n - 1)\, \omega_0 t$ und $\sin 2n\, \omega_0 t$ ($n = 1, 2, \ldots$) sind hierin vernachlässigt worden; denn die Spannung an einer Eisenspule kann bei Gleichstromüberlagerung und sinusförmigem Wechselstrom ($i_1 = J_1 \sin \omega_0 t$) bekanntlich[6]) durch folgende Reihe dargestellt werden (bei Vernachlässigung von Hysterese und Wirbelstromverlusten):

$$\frac{d\Phi_e}{di_1} \cdot \frac{di_1}{dt} = p_1 \cos \omega_0 t + p_2 \sin 2\, \omega_0 t + p_3 \cos 3\, \omega_0 t + \ldots$$

aus der sofort der Ansatz Gl. (15) folgt).

2. Die hier in erster Linie interessierenden in Gl. (15) neu auftretenden Koeffizienten $k_1, k_3, \ldots$ werden, wie leicht einzusehen ist, Null, wenn $i_g = 0$ oder $J_1 = 0$ (s. a)!), oder wenn $i_g = \infty$ oder $J_1$

[6]) s. R. Strigel, dieses Jahrbuch 29, S. 10, 1927.

Digitized by Google

$= \infty$ . Es ist deshalb zu erwarten, daß die Werte von $k_1$, $k_3$ . . . sowohl bei konstantem $i_g$ und variablem $J_1$, wie auch bei variablem $i_g$ und konstantem $J_1$ Maxima durchlaufen.

## II. Selbständige Eigenerregungen von Schwingungen der Generatorfrequenz und deren ganzzahligen Vielfachen.

(Eisenkernspule mit reiner Wechselstrommagnetisierung.)

Deutlicher als an der Schaltung Bild 1 erkennt man das Wesen der Selbsterregungserscheinungen an der schon von K. Heegner[7]) angewandten Doppelkernschaltung (Bild 3): 2 gleiche eisengeschlossene Transformatoren (der magnetische Fluß

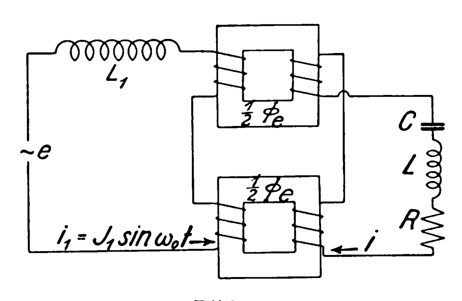



Bild 3.
Doppelkernschaltung ohne Gleichstromüberlagerung.

eines Kernes sei $\frac{1}{2}\Phi_e$) sind primär in Reihe geschaltet und liegen über einer beliebigen, sehr großen Drosselspule $L_1$ an einem Generator mit der Frequenz $\omega_0$. Ihre sekundären Wicklungen sind in Gegenschaltung durch einen Schwingungskreis ($L$, $C$, $R$) verbunden. Hierdurch ist erreicht, daß in diesem Sekundärkreis eine nach Maßgabe der Frequenz des Primärstromes $i_1 = J_1 \sin \omega_0 t$ periodisch veränderliche Induktivität liegt, während sich die vom Primärstrom induzierten Spannungen kompensieren.

Nach I, Gl. (3) u. Gl. (11) ist die Differentialgleichung des Stromes im Sekundärkreis, wenn die Reihe für $\frac{d\Phi_e}{di_1}$ nach dem 2. Gliede abgebrochen wird:

$$(L_0 + k_2 \cos 2\,\omega_0 t)\frac{di}{dt} + L\frac{di}{dt} + i(R - 2\,\omega_0 k_2 \sin 2\,\omega_0 t) + \frac{1}{C}\int i\,dt = 0. \tag{1}$$

Diese Gleichung besitzt nach Rayleigh ein partikulares Integral

$$i = A \sin(\omega_0 t - \varphi) \tag{2}$$

vorausgesetzt, daß $L$ hinreichend groß ist, so daß die Oberschwingungen von $i$ zu vernachlässigen sind und daß ferner die folgenden Abstimmungsbedingungen für den Sekundärkreis erfüllt sind.

$$\left.\begin{aligned} \left(\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C}\right) &= -\,\omega_0\left(L_0 - \frac{k_2}{2}\cos 2\,\varphi\right) \quad \text{a)} \\ R &= -\,\omega_0 \cdot \frac{k_2}{2} \cdot \sin 2\,\varphi \quad \text{b)} \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

7) Ztschr. f. Phys. 33, S. 85 ff., 1925.

(Die Induktivität $L_1$ des Primärkreises ist so groß gewählt, daß die Rückwirkung der Schwingungen in $L$, $C$, $R$ auf den Primärkreis zu vernachlässigen sind.)

Gl. (3a, b) ergeben sich durch Einsetzen von Gl. (2) in Gl. (1) und sagen folgendes aus: Im Sekundärkreis der Schaltung Bild 3 tritt Selbsterregung einer Schwingung mit der Generatorfrequenz ein, wenn a) $\omega_0 L \doteq \frac{1}{\omega_0 C}$ (nach Vorauss. ist $L_0 \ll L$) und wenn b) die Energiebedingung Gl. (3 b) erfüllt ist. Nach ihr sind Schwingungen nur dann möglich, wenn $R \leqq \omega_0 \cdot \frac{k_2}{2}$ $(\sin 2\,\varphi < 0)$. Aus der in Bild 2 wiedergegebenen Abhängigkeit des $k_2$ von der Amplitude $J_1$ des magnetisierenden Stroms ist daher zu schließen, daß sowohl unterhalb wie oberhalb gewisser Werte von $J_1$ die Schwingungen im Sekundärkreis nicht aufrecht erhalten werden können.

Wird die Entwicklung I Gl. (11) erst nach dem 3. Gliede abgebrochen, so lautet die Differentialgleichung des Sekundärstromes:

$$(L_0 + k_2 \cos 2\,\omega_0 t + k_4 \cos 4\,\omega_0 t + L)\frac{di}{dt} + (R - 2k_2 \cdot \omega_0 \sin 2\omega_0 t - 4\omega_0 k_4 \sin 4\omega_0 t)\, i + \frac{1}{C}\int i\,dt = 0 \tag{4}$$

mit einem partikularen Integral[8]):

$$i = A \sin(2\,\omega_0 t - \varphi), \tag{5}$$

sofern die Bedingungen erfüllt sind:

$$\left.\begin{aligned} \left(2\,\omega_0 L - \frac{1}{2\,\omega_0 C}\right) &= -\,2\,\omega_0\left(L_0 - \frac{k_4}{2}\cos 2\,\varphi\right) \quad \text{a)} \\ R &= -\,2\,\omega_0 \frac{k_4}{2}\sin 2\,\varphi \quad \text{b)} \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Die Oktave der Generatorschwingung wird hiernach erregt, wenn der Sekundärkreis ungefähr auf die Frequenz $2\,\omega_0$ abgestimmt ist. Da nach Bild (2) $k_4$ wie $k_2$ eine Funktion der Amplitude $J_1$ des magnetisierenden Stromes ist, folgt, daß Gl. (5) wieder nur innerhalb eines bestimmten Bereiches von $J_1$ erfüllt sein kann.

Würde endlich in die Differentialgleichung des Sekundärstromes die vollständige Reihe I Gl. (11) eingeführt, so ergäben sich in gleicher Weise die Bedingungen für das Einsetzen einer Schwingung im sekundären Kreise, deren Frequenz irgend ein gerades oder ungerades ganzzahliges Vielfaches der Generatorfrequenz ist.

## III. Selbständige Eigenerregung von Schwingungen der halben Generatorfrequenz und deren ganzzahligen Vielfachen.

(Eisenkernspule mit Wechselstrom- und Gleichstrommagnetisierung.)

Die Schaltung in Bild 4 unterscheidet sich von derjenigen in Bild 3 nur dadurch, daß auf den Eisenkernen eine dritte Wicklung angebracht ist, die von Gleichstrom $i_g$ durchflossen ist. Für die zeitliche

8) Wie stets im folgenden ist angenommen, daß $L$ hinreichend groß ist, sodaß in der Fourier-Reihe, die sich für $i$ ergibt, ein Glied gegen alle anderen groß wird.



.bhängigkeit der Funktion $\frac{d\Phi_e}{di_1}$ gilt hier nach Ib ie Reihe

$$\frac{d\Phi_e}{di_1} = L_0 + k_1 \sin \omega_0 t + k_2 \cos 2\,\omega_0 t + k_3 \sin 3\,\omega_0 t + \ldots, \quad (1)$$

ie Aenderung der Induktivität des Sekundärkreises at die gleiche Periode wie der Strom des Geneatorkreises $i_1 = J_1 \sin \omega_0 t$.

Die Differentialgleichung des Sekundärstromes $i$ st daher

$$\left(L_0 + k_1 \sin \omega_0 t + \ldots + L\right)\frac{di}{dt} + (R + \omega_0 k_1 \cos \omega_0 t - 2\,\omega_0 k_2 \sin 2\,\omega_0 t + \ldots)\, i + \frac{1}{C}\int i\, dt = 0. \quad (2)$$

Jnter denselben Voraussetzungen wie im vorausehenden Abschnitt folgt aus dieser Gleichung, daß

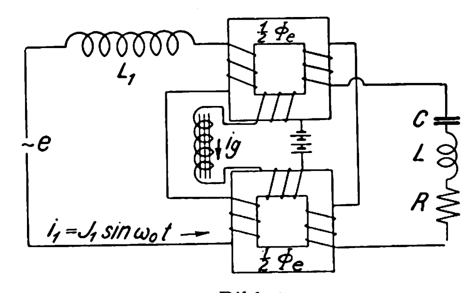



Bild 4.
**Doppelkernschaltung mit Gleichstromüberlagerung.**

im Sekundärkreis eine Schwingung mit der halben Generatorfrequenz $\left(\frac{\omega_0}{2}\right)$ oder einem ganzzahligen Vielfachen hiervon $\left(n \cdot \frac{\omega_0}{2}\right)$ einsetzt, wenn folgende Bedingungsgleichungen erfüllt sind:

$$\left.\begin{array}{ll} \left(n \cdot \frac{\omega_0}{2} L - \frac{1}{n \cdot \frac{\omega_0}{2} \cdot C}\right) = -n \cdot \frac{\omega_0}{2}\left(L_0 - \frac{k_n}{2} \cdot \cos 2\varphi\right) & \text{a)} \\ \qquad (n = 1,2\ \ldots) & \\ R = -n \cdot \frac{\omega_0}{2} \cdot \frac{k_n}{2} \cdot \sin 2\varphi & \text{b)} \end{array}\right\} \quad (3)$$

d. h. wenn der Kreis $L$, $C$, $R$ ungefähr auf die Frequenz $n\frac{\omega_0}{2}$ abgestimmt ist und der Verlustwiderstand dieses Kreises die Bedingung erfüllt:

$$R \leqq n\frac{\omega_0}{2} \cdot \frac{k_n}{2} \cdot (k_n = f(J_1 \cdot i_g))$$

(Für $n = 1$ [Frequenzhalbierung] ist die Analogie mit dem in der Einleitung erwähnten mechanischen Probleme vollkommen.)

### Versuche zu Abschnitt II und III.

Das Oszillogramm (5) zeigt ein Beispiel für die in Abschnitt II behandelten selbsterregten Schwingungen: die bekannte Frequenzverdoppelung mit nicht vormagnetisierten Eisenkernen. Die Schaltung war diejenige von Bild 3; die Generatorfrequenz war $\omega_0 = 2\,\pi \cdot 1000$ sec$^{-1}$, der Sekundärkreis (ohne Eisenkerne) war etwas höher als auf $2\,\omega_0$ gestimmt.

Während der Aufnahme wurde die Generatorspannung und damit die Amplitude $J_1$ des magnetisierenden Stromes $i_1$ allmählich erhöht. Erst bei

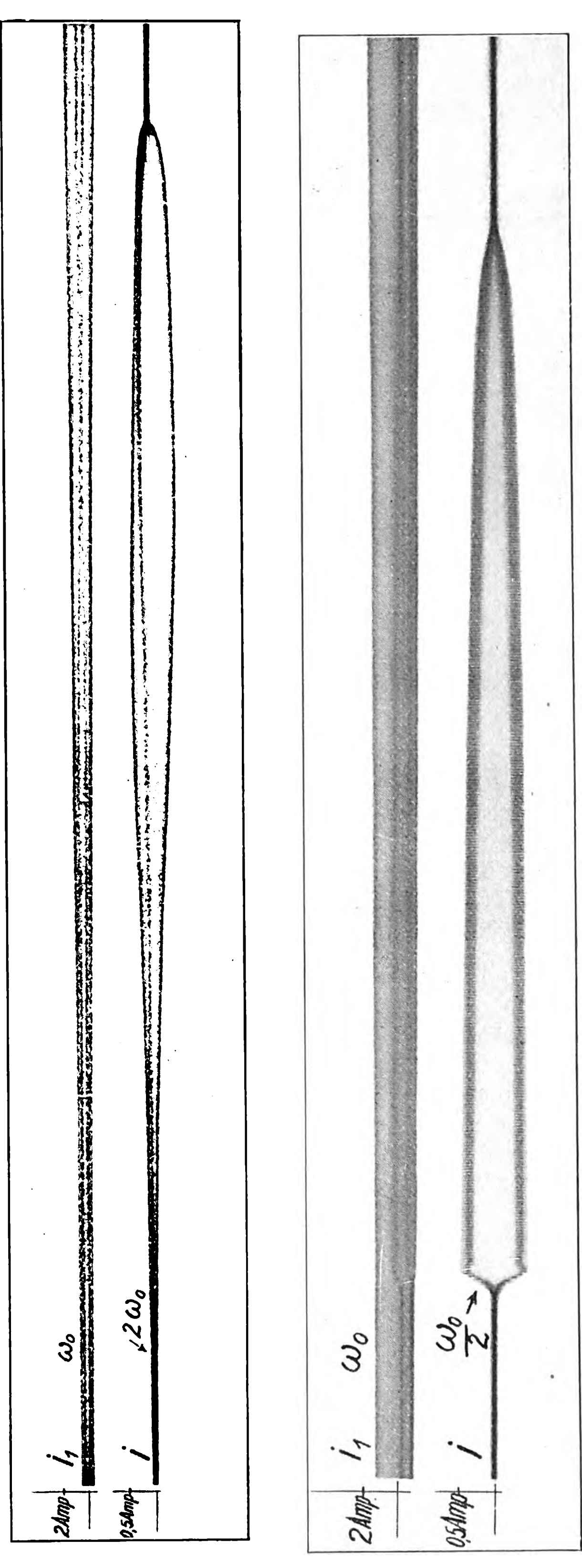



Bild 5. Bild 6.

**Bild 5. Frequenzverdopplung mit der Doppelkernschaltung. Während der Aufnahme wurde die Amplitude des magnetisierenden Stromes $i_1$ allmählich gesteigert.**

**Bild 6. Desgl. Frequenzhalbierung.**

Digitized by Google

gewissen Werten dieser Amplitude (und damit von $k_2$, vergl. Bild 2) setzten in dem zunächst stromlosen Kreise $L$, $C$, $R$ Schwingungen $i$ mit der Frequenz $2\,\omega_0 = 2\,\pi \cdot 2000\ \text{sec}^{-1}$ ein, die später bei noch höheren Werten von $J_1$ wieder verschwanden (im Einklange mit der an Gl. (6) Abschn. II geknüpften Diskussion).

Das Oszillogramm (6) soll als ein Beispiel aus Abschn. III, die bekannte Frequenz **halbierung** mit vormagnetisierten Eisenkernen zeigen. Die Schaltung gibt Bild 4. Die drei Wicklungen hatten gleiche Windungszahlen ($i_g = 2$ Amp.). Der Kreis $L$, $C$, $R$ war ungefähr auf die Frequenz $\frac{\omega_0}{2}$ abgestimmt ($\omega_0 = 2\,\pi \cdot 1000\ \text{sec}^{-1}$). Wie im vorausgehenden Beispiel treten auch hier im Sekundärkreise die Schwingungen $i$ (diesmal von der **halben** Generatorfrequenz) nur innerhalb eines gewissen Bereiches der Amplituden $J_1$ des magnetisierenden Stromes $i_1$ auf. Auch dies ist in Uebereinstimmung mit der Theorie (vergl. Abschn. II, G. (3),) da $k_1$ nach den Ueberlegungen des Abschn. I für einen konstanten Gleichstrom $i_g$ einen ähnlichen Verlauf wie $k_2$ in Bild 2 besitzen muß.

Die Abstimmung des **Generator** kreises ist bei allen diesen Versuchen ohne Bedeutung, solange $i \lll i_1$! Bei uns lag zwischen dem Generator und den Primärwicklungen der Transformatoren eine sehr große Selbstinduktion.

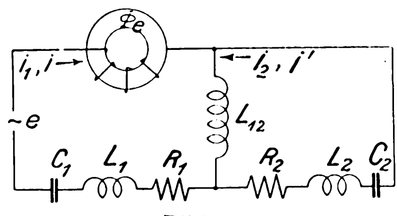



Bild 7.
Gekoppelte Kreise, in welchen u. U. sich zusätzliche Schwingungen der Frequenzrelation $2\,\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ erregen können.

## VI. Selbständige Eigenerregung von Schwingungen in gekoppelten Systemen.

In zwei gekoppelten Schwingungskreisen, von denen der eine eine Eisenkernspule enthält, können bekanntlich neben denjenigen Selbsterregungserscheinungen, die in den vorausgehenden Abschnitten behandelt wurden, zwei Schwingungen mit den Frequenzen $\omega_1$ und $\omega_2$ ($\omega_1 \mp \omega_2 \mp \omega_0$) auftreten, wodurch unter Umständen eine Pendelung[9]) der resultierenden Stromamplituden hervorgerufen wird.

Eine Erweiterung des Ansatzes von **Rayleigh** ermöglicht auch hier das Einsetzen dieser überlagerten Schwingungen (und zwar derjenigen Schwingungen, für welche nach **Heegner** die Frequenzrelation besteht $n\,\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$, $n = 1, 2\ \ldots$) aus der Periodizität der Selbstinduktion abzuleiten. Der praktisch wichtigste Fall $2\,\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ (Eisenkern mit reiner Wechselstrommagnetisierung) soll im folgenden Beispiel behandelt werden (s. Bild 7).

Es bestehe für diese Schaltung wieder die Bedingung, daß die eisenfreien Induktivitäten groß gegenüber der Eisenkernspule sein sollen.

[9]) s. neben den Arbeiten von **Heegner**: **Plendl**, **Sammer**, **Zenneck**, d. Jahrbuch **26**. S. 104, 1925.

Die Generatorspannung sei: $e = E \sin(\omega_0 t - \psi)$.
Die Gleichungen des Systems:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d\Phi_e}{di_1} \cdot \frac{di_1}{dt} + L_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 \\ &\quad + \frac{1}{C_1} \int i_1\, dt + L_{12} \frac{d(i_1 + i_2)}{dt} = e \quad &\text{a)} \\ &L_2 \frac{di_2}{dt} + R_2 i_2 + \frac{1}{C_2} \int i_2\, dt + L_{12} \frac{d(i_1 + i_2)}{dt} = 0 \quad &\text{b)} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

besitzen zunächst die Lösung: $i_1 = J_1 \sin \omega_0 t$, welche wieder dadurch gewonnen wird, daß die Eisenkernspule durch die nach **Schunck-Zenneck** definierte Induktivität $L_e$ ersetzt wird. Wie bei dem ungekoppelten System gelangen wir von Gl. (1) zu den Gleichungen der selbsterregten Schwingung dieses Systems, indem dem Primärstrom die kleine Schwingung $i$ ($i \lll i_1$), dem Sekundärstrom $i'$ überlagert wird. Das Ergebnis ist:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d\Phi_e}{di_1} \cdot \frac{di}{dt} + i \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{d\Phi_e}{di_1}\right) + L_1 \frac{di}{dt} + R_1 i \quad &\text{a)} \\ &\quad + \frac{1}{C_1} \int i\, dt + L_{12} \frac{d(i + i')}{dt} = 0 \\ &L_2 \frac{di'}{dt} + R_2 \cdot i' + \frac{1}{C_2} \int i'\, dt + L_{12} \frac{d(i + i')}{dt} = 0 \quad &\text{b)} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Wird die Entwicklung von $\frac{d\Phi_e}{di_1}$ in I, Gl. (11) nach dem zweiten Gliede abgebrochen, so ist in den vorausgehenden Gleichungen zu setzen:

$$\begin{aligned} &\frac{d\Phi_e}{di_1} = L_0 + k_2 \cos 2\,\omega_0 t \ \text{ und} \\ &\frac{d}{dt}\left(\frac{d\Phi_e}{di_1}\right) = -2\,\omega_0 k_2 \cdot \sin 2\,\omega_0 t \end{aligned} \quad (3)$$

Gl. (2) werden erfüllt durch den Ansatz:

$$i = A \cdot \{\sin(\omega_1 t - \varphi_1) + a \sin(\omega_2 t - \varphi_2)\} \quad (4)$$

(also durch zwei stationäre Schwingungen verschiedener Frequenzen) unter den folgenden Bedingungen:

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)}\ \ \omega_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \\ &\text{b)}\ \ X_{\omega_1} = -\,\omega_1 \left(L_0 - a \cdot \frac{k_2}{2} \cos(\varphi_1 + \psi_2)\right) \\ &\qquad X_{\omega}^{10)} = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right) + \frac{\omega L_{12} \cdot \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)}{\left(\omega (L_{12} + L_2) - \frac{1}{\omega C_2}\right)} \\ &\text{c)}\ \ X_{\omega_2} = -\,\omega_2 \left(L_0 - \frac{1}{a} \frac{k_2}{2} \cos(\varphi_1 + \varphi_2)\right) \\ &\text{d)}\ \ R_{\omega_1} = -\,\omega_1 \cdot a \cdot \frac{k_2}{2} \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \\ &\qquad R_{\omega}^{10)} = R_1 + \frac{\omega^2 L_{12}^2 \cdot R_2}{\left(\omega (L_{12} + L_2) - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2} \\ &\text{e)}\ \ R_{\omega_2} = -\,\omega_2 \frac{1}{a} \frac{k_2}{2} \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

[10]) Geringe Dämpfung vorausgesetzt. — $X_\omega$ ist die auf den Primärkreis bezogene Reaktanz des Systems **ohne** Eisenspule, $R_\omega$ ist der auf den Primärkreis bezogene Verlustwiderstand des gleichen Systems (für die Frequenz $\omega$).

Digitized by Google

Die Gleichungen (5, a—e) ergeben sich sofort durch Einsetzen von Gl. (4) in Gl. (2).

Der Verlauf des Sekundärstromes folgt natürlich ohne weiteres aus Gl. (2b), wenn darin für der Ansatz Gl. (4) eingeführt wird.

Diskussion von Gleichung (5):

1. Die linke Seite von Gl. (5b) bzw. (c) stellt die auf den Primärkreis bezogene Reaktanz des Systemes ohne Eisenspule für die Frequenz $\omega_1$ bzw. $\omega_2$ dar. Da nach Voraussetzung die Eisenkernspule klein gegenüber den eisenfreien Spulen sein soll, folgt, daß $\omega_1$ und $\omega_2$ ungefähr die Eigenfrequenzen dieses Systemes ohne Eisenspule sind, der Generator also eine Frequenz besitzen muß, die in der Mitte zwischen diesen Eigenfrequenzen liegt.
2. Aus (1) folgt, daß die Frequenz der Schwebungen, die aus diesen selbsterregten Schwingungen resultieren (Pendelungen der Stromamplituden) im Einklang mit der Erfahrung[11]) um so rascher sein müssen, je fester c. p. die Koppelung zwischen beiden Kreisen ist.

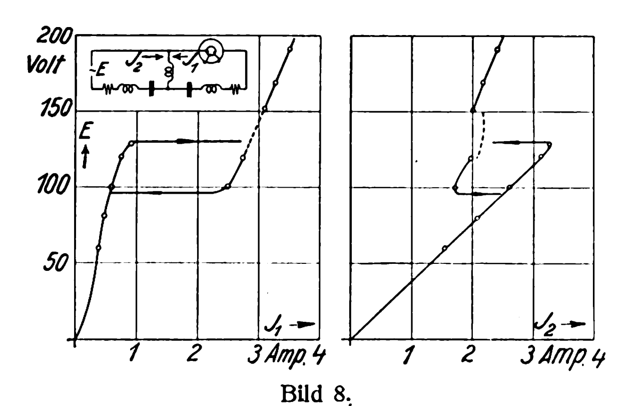


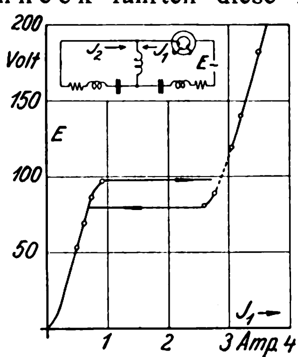

Bild 8.
**Beispiel einer Strom-Spannungs-Charakteristik der Schaltung von Bild 7. Gebiet der Eigenerregung gestrichelt.**

3. In Gl. (5, d, e) ist die Energiebilanz des Systemes enthalten. Sie ergeben zunächst das Amplitudenverhältnis der beiden selbsterregten Schwingungen: $a^2 = \frac{R_{\omega_1}}{R_{\omega_2}} \cdot \frac{\omega_2}{\omega_1}$ (in Uebereinstimmung mit Heegner). Ferner folgt aus ihnen (ähnlich wie bei den ungekoppelten Systemen), daß die Schwingungen $\omega_1$ und $\omega_2$ unterhalb gewisser Werte von $k_2$ $\left(k_2 < \frac{1}{a} \cdot \frac{2}{\omega_2} \cdot R_{\omega_2}\right)$ nicht aufrecht erhalten werden können, d. h. aber mit Rücksicht auf die in Bild 2 wiedergegebene Abhängigkeit: $k_2 = f\,(J_1)$, daß (in Uebereinstimmung mit den Experimenten[11]) unterhalb und oberhalb gewisser Werte des magnetisierenden Stromes $J_1$ die Schwingungen $\omega_1$ und $\omega_2$ verschwinden.
4. Endlich ergibt sich aus der vorausgehenden Entwicklung Gl. (1) und Gl. (2), daß es für das Einsetzen der selbsterregten Schwingungen bedeutungslos ist, ob der Generator im Primärkreis oder im Sekundärkreis von Bild 7 liegt, vorausgesetzt, daß die Generatorspannung so eingestellt wird, daß die Amplituden $J_1$ des magnetisierenden Stromes in beiden Fällen gleich groß sind.

[11]) Plendl, Sammer, Zenneck, ds. Jahrbuch **26**, S. 104, 1925.

Dieser letzte Punkt soll noch an einigen Experimenten kurz erläutert werden:

Die Kurven in Bild 8 sind mit einer ähnlichen Schaltung aufgenommen, wie sie Plendl, Sammer, Zenneck[12]) benützt haben. Die Eisenspule lag hier im Sekundärkreis, infolgedessen besitzen die Charakteristiken Stellen, bei denen der Generatorstrom bei steigender Generatorspannung auf kleinere Werte zurückkippt. Bei gewissen Frequenzen des Generators überlagern sich diesen Kipperscheinungen die oben besprochenen Schwebungen[13]). (Gestrichelter Teil der Kurven.) (Plendl, Sammer, Zenneck führten diese Pendelungen bekanntlich



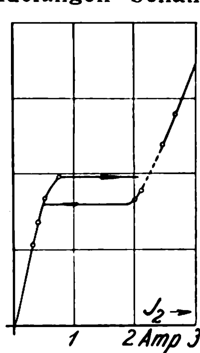




Bild 9.
**Kreise und Generatorfrequenz sind die gleichen wie bei Bild 8, jedoch liegt der Generator in einem anderen Teil der Schaltung.**

zurück auf die plötzliche Aenderung der Rückwirkung von Sekundär- auf Primärkreis, welche mit dem Kippen des magnetisierenden Stromes $J_1$ verbunden ist.)

Die Kreise, mit denen die Kurven in Bild 9 aufgenommen wurden, sind mit den Kreisen von Bild 8 vollkommen identisch. Die Schaltung unterscheidet sich von der vorausgehenden nur dadurch, daß jetzt der Generator in dem Kreise der Eisenspule liegt. Die Rückwirkung des nunmehrigen sekundären Kreises auf den Generatorkreis ist natürlich unabhängig von den Stromamplituden und kann wie üblich durch eine konstante zusätzliche Impedanz im Generatorkreis dargestellt werden. Es ist deshalb zu erwarten, daß die Stromspannungscharakteristik des Generatorkreises (s. Bild 9) sich durch nichts von der eines einfachen Schwingungskreises mit Eisenspule unterscheide. Dies ist auch tatsächlich der Fall, nur treten, wie es unsere Theorie fordert, bei den gleichen Werten des magnetisierenden Stromes $J_1$ und bei den gleichen Generatorfrequenzen in den Schaltungen Bild 8 und Bild 9 die gleichen Schwebungen auf (gestrichelter Teil der Kurven). (Eine Erklärung für diese Pendelungen, welche auf die Charakteristik der Effektivwerte zurückgeht, scheint für diese letzte Schaltung nicht möglich zu sein, da in einfachen Schw.-Kr. mit Eisenspule derartige Pendelungen bekanntlich nicht auftreten.)

Daß die Kipperscheinungen und Pendelungen auch vollkommen unabhängig voneinander auftreten können, zeigt endlich das Oszillogramm (10). Die Schaltung war dieselbe wie in Bild 8, nur war die Koppe-

[12]) l. c.
[13]) Aehnlich den in Oszillogramm (10) dargestellten Schwebungen.

Digitized by Google

lung etwas fester. Die Generatorspannung wurde während der Aufnahme allmählich von kleineren auf höhere Werte gebracht: Zunächst tritt das normale Kippen der Ströme ein und erst nach weiterem Erhöhen der Spannung (und damit von $J_1$) setzen Schwebungen ein, die bei noch größeren Werten des magnetisierenden Stromes wieder erlöschen.

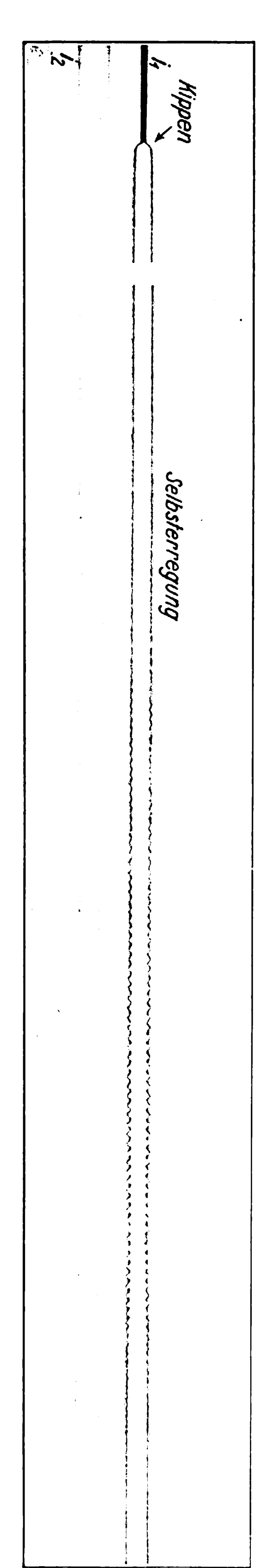



Bild 10.
Selbsterregung in Schaltung von Bild 7. Während der Aufnahme wurde die Amplitude der Generatorspannung allmählich gesteigert.

## Schlußbemerkung.

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, daß die selbsterregten Schwingungen in Kreisen mit Eisenkernspulen in erster Nährung die gleichen sind wie diejenigen, welche in einem Kreise entstehen, der an Stelle der Eisenspule eine Spule besitzt, deren Induktivität durch eine mechanische Vorrichtung periodisch geändert wird. (An Stelle von $\frac{d\Phi_e}{di_1}$ in Gl. (3) Abschn. I tritt hier $L\ (t)$.)

Ueber die Amplituden der selbsterregten Schwingungen macht die vorliegende Theorie keine Aussagen. ($A$ ist in Gl. (2) Abschn. II u. s. f. willkürliche Integrationskonstante.) Der Grund hierfür liegt darin, daß — wie schon Rayleigh betont — die Rückwirkung der entstehenden Schwingungen auf die Koeffizienten in der Diff. Gl. (3) Abschn. I nicht berücksichtigt wurden. (Es wurde angenommen $i \ll i_1$.) Aus dem gleichen Grunde ist die Theorie in der mitgeteilten Form auf die von K. Heegner weiterhin behandelten unselbständigen Eigenerregungen nicht anwendbar.

Es sei mir gestattet, Herrn Geheimrat Zenneck für das fördernde Interesse, das er an dieser Arbeit genommen hat, verbindlichst zu danken.

## Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird die analytische Darstellung der von K. Heegner in größerem Zusammenhange behandelten selbständigen Eigenerregungen in Schwingungskreisen mit Eisenkernspulen zurückgeführt auf eine aus der Mechanik bekannte Form:

Mit Hilfe der Methode der kleinen Schwingungen wird zunächst gezeigt, daß bei sinusförmigem magnetisierendem Strome die Eisenspule in dem Schwingungskreis, dessen Eigenerregungen untersucht werden, ersetzt werden kann durch eine periodisch veränderliche Induktivität. Die Grundfrequenz dieser Induktivitäts-Aenderung ist hierbei

1. im Falle reiner Wechselstrom-Magnetisierung gleich der doppelten Frequenz des Generators,
2. im Falle von Gleich- und Wechselstrom-Magnetisierung dagegen gleich der Generatorfrequenz.

Die Amplituden von Grund- und Oberschwingungen dieser periodischen Induktivitätsänderungen sind Funktionen der Effektivwerte der magnetisierenden Ströme.

Dieser Ansatz führt für ungekoppelte Systeme auf eine bekannte Diff. Gl., welche nach Rayleigh bei einer bestimmten Wahl der Koeffizienten als Lösung stationäre Schwingungen besitzt, deren Frequenz gleich ist der halben Frequenz der Induktivitäts-Aenderung oder einem ganzzahligen Vielfachen hiervon. D. h. aber, daß die dem magnetisierenden Strome sich überlagernden Eigenerregungen im Falle 1. eine Frequenz gleich der Generatorfrequenz, im Falle 2. dagegen gleich der halben Generator-

Digitized by Google

frequenz, oder einem ganzzahligen Vielfachen hiervon besitzen.

Die Bedingungsgleichungen für das Einsetzen der Selbsterregungen sind leicht abzuleiten und ergeben quantitative Aussagen über die erforderlichen Abstimmungen der Systeme und Amplituden der magnetisierenden Ströme.

Zum Schlusse wird an einem Beispiele gezeigt, daß in gleicher Weise die Bedingungen abgeleitet werden können, welche für das Einsetzen der bei gekoppelten Systemen auftretenden Eigenerregungen bestehen. (Pendelungen der Stromamplituden.)

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen am 20. April 1929.)

---

# Ueber Schwingungserzeugung mittels eines Elektronenröhrensystems, bei welchem die Kapazität von untergeordneter Bedeutung ist.

Von **K. Heegner** (Telefunken) und **Y. Watanabe.**

**Inhaltsübersicht.**

I. Schwingungserzeugende Zweiröhrenschaltung, welche nur Kapazitäten und Widerstände enthält.
II. Schwingungserzeugende Zweiröhrenschaltung, welche nur Selbstinduktionen und Widerstände enthält und lineare Theorie des Systems.
III. Berücksichtigung der Kapazität der Anodenspule und Entartung des Systems. (Die in der Gitterzuleitung gelegene Selbstinduktion $L_2$ wird zu Null.)
IV. Amplitudenproblem für $L_2 = 0$ (Dynatron).
V. Versuche.
Zusammenfassung.

I. Vor einiger Zeit wurde von einem der Verfasser ein Elektronenröhrensystem beschrieben, welches nur Kapazitäten und Widerstände enthält und dennoch zu annähernd sinusförmigen Schwingungen veranlaßt

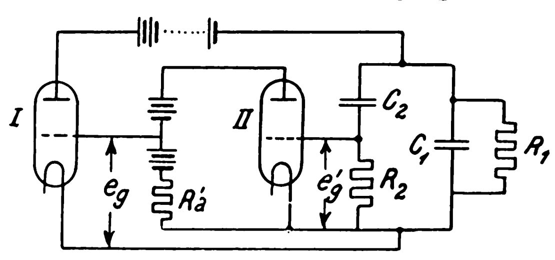



Bild 1.
Schwingungserzeugende Schaltung, welche nur Kapazitäten und Widerstände enthält.

werden kann[1]). Die Schaltung ist in Bild 1 wiedergegeben. Die Resultate waren folgende: Bei Einführung des Verstärkungsgrades des zweiten Rohres

$$e_g : e'_g = \frac{1}{D'} \frac{R'_a}{R'_a + R'_i} = k' \tag{1}$$

($R'_i$ und $D'$ innerer Widerstand und Durchgriff des zweiten Rohres) und einer entsprechenden Größe bezüglich des ersten Rohres

$$k = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + R_i\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)} \tag{2}$$

ist das Kriterium für das Einsetzen der Schwingungen gegeben durch

$$\frac{C_1}{C_2} < R_2 S\left(k' - \frac{1}{k}\right). \tag{3}$$

Wenn die linke Seite von (3) nur um weniges kleiner ist als die rechte Seite, so werden annähernd sinusförmige Schwingungen erhalten, deren Frequenz durch die Formel

$$\omega^2 = \frac{1}{C_2 R_2} \cdot \frac{1}{C_1}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_i}\right) \tag{4}$$

bestimmt ist. Bei abnehmenden Werten der Kapazität $C_1$ bleibt die Frequenz wesentlich hinter der aus (4) zu errechnenden Frequenz zurück. Die Oszillation nimmt die Form einer Multivibratorschwingung an, welche innerhalb der Periode zwei sprunghafte Strom- und Spannungsänderungen aufweist. Die vollständige Entartung des Systems ist gegeben, wenn der Kondensator $C_1$ aus den Elektrodenkapazitäten gebildet wird.

II. Diese Untersuchung gab dem anderen von uns den Anlaß, sich mit einer dualen Schaltung zu befassen, in welcher statt der Kapazitäten $C_1$ und $C_2$ Selbstinduktionen $L_1$ und $L_2$ gesetzt sind (Bild 2). Der der Kapazität $C_1$ in Bild 1 parallel liegende Widerstand $R_1$ ist in Bild 2 nur durch den inneren Widerstand $R_i$ der ersten Röhre vertreten. Auch dieses System besitzt eine Entartung, sobald die Selbstinduktion $L_2$ bis auf die Induktivitäten der Leitungen verkleinert wird. Es ist aber klar, daß für diesen Fall nicht diese Induktivitäten, sondern die Elektroden- und Leitungs-Kapazitäten von maßgebendem Einfluß werden. Dies bedingt einen Unterschied gegenüber der Schaltung von Bild 1. Im folgenden soll die Schaltung näher untersucht werden.

[1]) Jahrb. d. drahtl. Telegr. 29, S. 151, 1927; Ztschr. f. Physik 42, S. 773, 1927. An dem Tetrode-Multivibrator wurden einige Resultate etwas früher von Roosenstein gegeben. Tijdschr. v. h. Nederlandsch Radiogenootschap 3, S. 90, 1927; Radio Nieuws 1926, S. 163.


Digitized by Google

Die Wirkungsweise der Schaltung ist leicht einzusehen, wenn $L_1$ groß gegenüber $L_2$ angenommen wird. Unter dieser Voraussetzung stellt $L_1$ bei sprunghafter Veränderung des Anodenstromes der Röhren einen sehr großen Widerstand dar, und die Anordnung verhält sich wie ein rückgekoppelter Widerstandsverstärker. Gehen wir von einer für diesen labilen Gleichstromlage aus ($kk' > 1$), so begibt sich das System sprunghaft in eine stabile Gleichgewichtslage. Die nunmehr einsetzende Stromänderung in der Selbstinduktion $L_1$ zieht das System wiederum in das Gebiet der labilen Gleichgewichtslage zurück und es erfolgt ein zweiter Sprung in eine stabile Gleichgewichtslage, so daß eine Schwingung

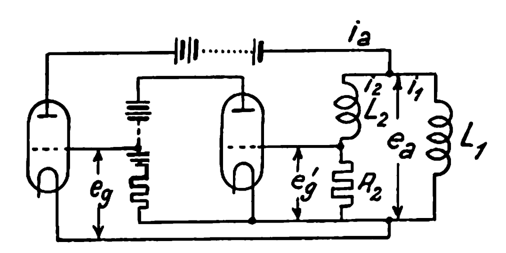



**Bild 2.**
**Schwingungserzeugende Schaltung, welche nur Selbstinduktionen und Widerstände enthält.**

mit zwei sprunghaften Aenderungen hervorgerufen wird. Lassen wir aber $L_1$ kleiner werden und $L_2$ wachsen, so werden die sprunghaften Aenderungen zum Verschwinden gebracht, und die Schwingung wird schließlich aussetzen. Das Kriterium hierfür gibt die lineare Theorie des Systems. Für das erste Rohr liefert der lineare Ansatz

$$S\varkappa = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{\mathfrak{R}_a}, \tag{5}$$

in welchem Strom und Spannung durch Einführung des Spannungsverhältnisses $e_g : e_a = \varkappa$ und des äußeren Anodenwiderstandes $\mathfrak{R}_a$ eliminiert sind. Diese Größen berechnen sich aus Bild 2 zu

$$\begin{gathered} \varkappa = k' \cdot \frac{R_2}{R_2 + L_2 n} \qquad n = \delta + j\omega \\ \frac{1}{\mathfrak{R}_a} = \frac{1}{L_1 n} + \frac{1}{R_2 + L_2 n} \end{gathered} \tag{6}$$

Diese Größen in (5) eingesetzt, liefert

$$(S R_2 k' - 1) : (L_2 n + R_2) = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{L_1 n} \tag{7}$$

oder

$$\frac{1}{R_i} L_1 n (L_2 n + R_2) + L_1 n (1 - S R_2 k') + (L_2 n + R_2) = 0 \tag{8}$$

Für das Einsetzen der Schwingungen ergibt sich

$$S R_2 k' > \frac{R_2}{R_i} + 1 + \frac{L_2}{L_1} \tag{9}$$

und für die Frequenz

$$\omega^2 = \frac{R_2 R_i}{L_2 L_1} \tag{10}$$

Die Bedingung (9) läßt eine der Gleichung (3) entsprechende Umformung zu

$$\frac{L_2}{L_1} < S R_2 \left(k' - \frac{1}{k}\right). \tag{11}$$

III. Die Frequenz (10) ist gültig für kleine Amplituden. Bei kleinen Werten von $L_2$ versagt aber die Formel, wie erwähnt deshalb, weil die Elektrodenkapazitäten und die Eigenkapazität der die Selbstinduktion $L_1$ darstellenden Spule in den Vordergrund treten. Um diesen Fall näher zu untersuchen, setzen wir in (8) für $L_1 n$ den Wert

$$\frac{L_1 n}{1 + L_1 C_1 n^2} \tag{12}$$

ein, durch welchen eine der Selbstinduktion parallel liegende Kapazität $C_1$ berücksichtigt wird. Der Widerstand des Schwingungskreises ($L_1$, $C_1$) ist vernachlässigbar, sobald angenommen wird, daß der dem Kreise parallel liegende Widerstand $R_2$ wesentlich kleiner ist als der Resonanzwiderstand des Kreises. Die Gleichung (8) erweitert sich zu

$$\begin{gathered} \frac{1}{R_i} L_1 n (L_2 n + R_2) + L_1 n (1 - S R_2 k') \\ + (L_2 n + R_2)(1 + L_1 C_1 n^2) = 0 \end{gathered} \tag{13}$$

und die Formel (10) und (11) zu

$$\frac{1}{\omega^2} = \frac{L_1 L_2}{R_i R_2} + L_1 C_1 \tag{14}$$

und

$$\frac{L_2}{L_1}(1 - \omega^2 L_1 C_1) < S R_2 \left(k' - \frac{1}{k}\right) \tag{15}$$

Die Frequenz bleibt stets unterhalb der Eigenschwingung der Spule und geht für $L_2 = 0$ in diese über. Um kleine Schwingungen zu erhalten, muß $kk'$ nahezu $= 1$ sein. Der Fall $L_2 = 0$ und $kk' >> 1$ führt auf eine Multivibratorschwingung, deren Frequenz wesentlich tiefer ist als die Eigenfrequenz der Spule. Die Berechnung dieser Frequenz hat aber die Lösung des Amplitudenproblems zur Voraussetzung.

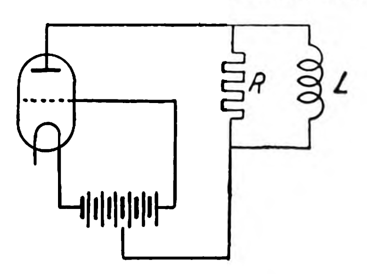



**Bild 3.**
**Dynatronkreis bei degenerierter Schwingungskreiskapazität.**

IV. Der Fall $L_2 = 0$ hat ein besonderes Interesse, weil die Gitterspannung $e_g'$ des zweiten Rohres mit dem Anodenstrom der ersten Röhre durch eine statische Charakteristik verbunden ist, und zwar handelt es sich um eine fallende Charakteristik zufolge der Phasenumkehrung, welche das zweite Rohr bewirkt. Es wird ersichtlich, daß dieser Fall durch ein Dynatron[2]) gegeben ist, in dessen Plattenkreis eine Spule

[2]) A. W. Hull, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14, S. 47, 1919.

Digitized by Google

nit parallel geschaltetem Widerstand gelegt ist Bild 3).

Das Amplitudenproblem erfährt nunmehr folgende Behandlung: In Bild 4 ist eine Charakteristik ($e'_g$, $i_a$) des Röhrensystems von Bild 2 wiedergegeben. Der durch den Widerstand $R_2$ fließende Strom $i_2$ in Abhängigkeit von $e'_g$ wird durch eine Gerade dargestellt, welche durch den Nullpunkt geht, wenn das Gitter der zweiten Röhre keine Vorspannung besitzt. In Bild 4 ist eine solche Gerade für den Widerstand von 125 $\Omega$ eingezeichnet. Die Addition der Ordinaten

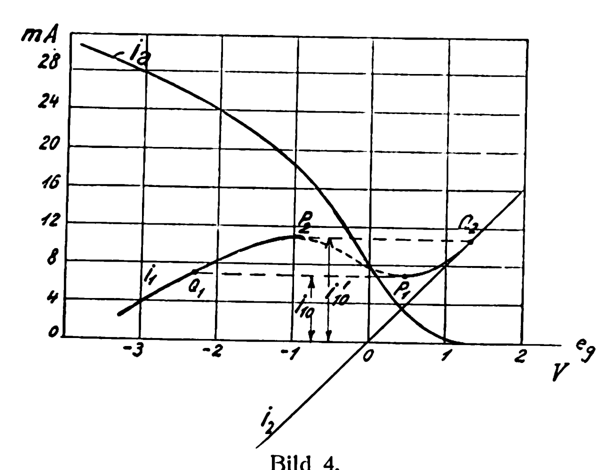



Bild 4.
Charakteristiken ($e'_g$, $i_a$), ($e'_g$, $i_1$), ($e'_g$, $i_2$) für die in Bild 2 gegebene Schaltung bei $L_2 = 0$.

beider Kurven ergibt den in der Selbstinduktion fließenden Strom $i_1$ in Abhbängigkeit von $e'_g$. Diese in Bild 4 eingezeichnete Kurve hat ein Maximum in $P_2$ und ein Minimum in $P_1$. Die Parallelen durch diese Punkte zur $e'_g$-Achse treffen die Kurve in den Punkten $Q_2$ und $Q_1$. Die Periode der Schwingung ist in vier Zeiten einzuteilen: die langen Zeiten, in denen sich der Strom in der Selbstinduktion ändert und die Elektroden- bzw. Spulen-Kapazitäten vernachlässigbar sind, und die kurzen Zeiten, in denen die Spannung an der Selbstinduktion sich sprunghaft ändert, der Strom in der Selbstinduktion aber angenähert konstant bleibt. Für die Berechnung der Periode kommen nur die langsamen Vorgänge der Stromänderung in der Selbstinduktion in Betracht. Diese ergeben sich aus der Gleichung

$$e'_g + L_1 \frac{di_1}{dt} + i_1 R'_1 = 0, \qquad (16)$$

indem noch der Spulenwiderstand $R'_1$ berücksichtigt ist.

$$t = -L \int \frac{di_1}{e'_g + i_1 R'_1} \qquad (17)$$

Das Integral[3]) ist längs der ($e'_g$, $i_1$)-Kurve in Bild 4 von $Q_2$ bis $P_1$ und $Q_1$ bis $P_2$ zu nehmen. Für die Berechnung des Verlaufes der Sprünge ist die aus Elektroden- und Spulen-Kapazität zusammengesetzte Kapazität $C_1$ einzuführen. Es besteht die Gleichung

$$i_1 - i_{10} + C_1 \frac{de'_g}{dt} = 0 \qquad (18)$$

indem $i_{10}$ den während dieser Zeit durch die Selbstinduktion fließenden Strom bedeutet.

$$t = -C_1 \int \frac{de'_g}{i_1 - i_{10}} \qquad (19)$$

Dieses Integral[4]) ist auf der ($e'_g$, $i_1$)-Kurve erstens von $P_1$ über $P_2$ bis zu $Q_1$ mit dem Gleichstromwert $i_{10}$ und zweitens von $P_2$ über $P_1$ bis zu $Q_2$ mit dem Gleichstromwert $i'_{10}$ zu erstrecken. Die Charakteristik wird also durch die Integrationen (17) und (19) vollständig hin und zurück durchlaufen.

Bemerkenswert ist, daß das Dynatron auch für den Fall, daß der Widerstand $R$ in Bild 3 fehlt ($R = \infty$), nach dieser einfachen Methode behandelt werden kann, sobald nämlich der sekundäre Elektronenstrom nicht größer wird als der primäre Plattenstrom. Für diesen Fall existiert auf der Charakteristik nicht nur das Maximum und Minimum $P_2$ und $P_1$ und der Punkt $Q_2$, sondern auch der Punkt $Q_1$. In der Zweiröhrenschaltung von Bild 2 hingegen wird bei beständigem Wachsen des Widerstandes $R_2$ der innerhalb der zweiten Röhre zwischen Gitter und Kathode vorhandene Widerstand maßgebend. Zufolge der einseitigen Leitfähigkeit dieser Stromstrecke und ihrer Abhängigkeit von der Anodenspannung des zweiten Rohres wird die Aufgabe theoretisch schwer zugänglich[5]).

V. Im Forschungslaboratorium der Telefunkengesellschaft (Professor Dr. Dr. A. Meißner) haben wir an der Schaltung von Bild 2 einige Versuche angestellt. Verwendung fanden zwei Röhren RE 134. Der Widerstand $R'_a$ in der Anode des zweiten Röhre betrug 20 000 $\Omega$. Als Widerstand $R_2$ wurde ein Rheostat von 1 bis 10 000 $\Omega$ benutzt. Als Selbstinduktionen $L_1$ und $L_2$ fanden zwei einander gleiche Litzespulen mit kapazitätsarmer Wicklung Verwendung. Ihre Selbstinduktion betrug 0,08 Hy und ihr Widerstand 37 $\Omega$. Das Aussetzen der Schwingungen fand bei dieser Anordnung bei $R_2 = 170$ $\Omega$ statt, ein Widerstand von der Größenordnung der Spulenwiderstände. Mithin werden die Spulenwiderstände auf die in (10) gegebene Frequenzformel nicht ohne Einfluß sein. Die Erweiterung der Formel unter Berücksichtigung der Spulenwiderstände $R'_1$ und $R'_2$ lautet:

$$\omega^2 = \frac{R_i}{L_1}\left[\frac{R_2 + R'_2}{L_2} - \frac{R'_1}{L_1}\left(1 + \frac{R'_1}{R_i}\right)\right] \qquad (20)$$

Da $R'_1$ klein gegen $R_i = 5000$ $\Omega$ ist, so kann die Formel gekürzt werden

$$\omega^2 = \frac{R_i}{L_1}\left(\frac{R_2 + R'_2}{L_2} - \frac{R'_1}{L_1}\right) \qquad (21)$$

Für den Fall, daß die Zeitkonstanten der beiden Spulen einander gleich sind, heben sich die Widerstände in ihrer Wirkung auf. Um die aus der

[3]) Eine entsprechende Formel ist in der oben genannten Arbeit in der Ztschr. f. Physik unter 11) für den Multivibrator von Bild 1 gegeben. Diese ist mit negativem Vorzeichen zu versehen. Die Gültigkeit der Formel ist an die Bedingung gebunden, daß $i_3$ klein gegen $i_2$ ist, eine Bedingung, welche leicht zu erfüllen ist (Hgr.)

[4]) Das Integral wird bei Annäherung an die angegebenen Grenzen unendlich groß. Wie weit die Integration zu erstrecken ist, kann aus (17) abgeschätzt werden.

[5]) Wir machen noch auf die irrtümliche Vorstellung aufmerksam, welche E. Friedländer für die Schaltung $R_2 = \infty$ entwickelt (Archiv für Elektrotechnik 17, S. 137, 1926, Bild 57.) Die daselbst angegebene Bedingung für das Einsetzen der Schwingungen bedeutet nichts anderes, als daß das System von einer labilen Gleichstromlage in eine stabile übergeht.

Digitized by Google

Frequenzformel der linearen Theorie sich ergebenden Frequenzen herzustellen, ist notwendig, die Batteriespannungen an Anode und Gitter der beiden Röhren so einzustellen, daß die Amplitude bei abnehmendem $R_2$ bis zu kleinsten Werten herstellbar ist und nicht zuvor abreißt. Bei den angegebenen Daten war dies ohne eine besondere Vorspannungsbatterie für das Gitter des zweiten Rohres möglich. Die Anordnung liefert vor dem Aussetzen der Schwingungen die Frequenz $\nu = 1800$ Per./sec. Bei wachsendem Widerstand $R_2$ wird die Frequenz tiefer, erreicht bei 450 $\Omega$ ein Minimum $\nu = 1180$ Per./sec und steigt sodann langsam an (Kurve $L_2 = L_1$, in Bild 5).

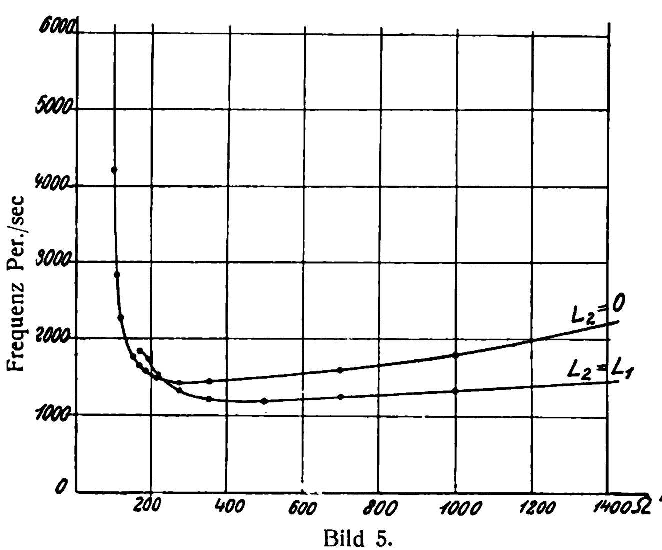



Bild 5.
**Abhängigkeit der Frequenz vom Widerstande $R_2$ für die in Abb. 2 gegebene Schaltung.**

Bei Kurzschluß der Spule $L_2$ ergibt sich die Kurve ($L_2 = 0$) in Bild 5. Bei abnehmendem Widerstand $R_2$ geht die Schwingung in die Eigenfrequenz der Spule über. Wie in dem Bild angedeutet ist, wächst die Frequenz vor dem Aussetzen der Schwingungen überaus rasch und nur bei sehr guter Abgleichung der Bedingung $kk' = 1$ ist die Eigenfrequenz zu erreichen. Die benutzte Spule hatte eine Eigenwelle von 1700 m. Die Elektroden- und Batterie-Kapazität drückt die Eigenfrequenz wesentlich herab, dennoch liegt die Frequenz, bei welcher die Schwingungen aussetzen, weit oberhalb der hörbaren Töne. Die Kurve ($L_2 = 0$) in Bild 5 besitzt ein Minimum bei $R_2 = 270$ $\Omega$ und hat in diesem Punkte die Frequenz 1420 Per./sec. Um die Selbstinduktion von 0,08 Hy zu einem Schwingungskreis dieser Eigenfrequenz zu ergänzen, wäre erforderlich, 142000 cm Kapazität parallel zu schalten. Mit beiden Spulen $L_1$ und $L_2$ können zufolge der Formel (20) noch wesentlich tiefere Frequenzen erreicht werden, wenn der Widerstand der Spule $L_1$ vergrößert wird. Auf diesem Wege kann leicht die Frequenz 600 Per./sec hergestellt werden, aber die Schwingungen setzen nicht nur aus bei Verkleinerung von $R_1$, sondern reißen auch ab bei Vergrößerung von $R_1$. Die Aenderung von $R_1$, innerhalb deren die Schwingung sich aufrecht erhält, betrug etwa 1 $\Omega$. Auch ist hierbei notwendig, das Gitterpotential der zweiten Röhre zu regulieren. Daß die Kurven in Bild 5 sich durchschneiden, ist nur eine Besonderheit der gewählten Daten. Wird für $R'_a$ 2000 $\Omega$ eingesetzt, so fällt $R_2$ entsprechend größer aus und der Kurzschluß von $L_2$ liefert stets eine höhere Frequenz.

Wird im Falle $L_2 = 0$ in der Umgebung des Minimums der Frequenzkurve ein Drehkondensator von einigen 1000 cm der Spule $L_1$ parallel gelegt, so vertieft sich die Frequenz nur geringfügig, woraus folgt, daß die Schwingung den Charakter einer Multivibratorschwingung hat. Wurde der Spule $L_2$ eine Kapazität parallel geschaltet, so fand bei ungefähr 200 cm ein Umspringen in eine hochfrequente Schwingung statt. Die Stelle des Umspringens konnte zu größeren Kapazitäten verschoben werden, wenn auch die Kapazität von $L_1$ vergrößert wurde, und zwar hatte die Verschiebung ungefähr denselben Betrag. Somit darf die Kapazität der Spule $L_2$ nicht wesentlich größer sein als die der Spule $L_1$.

Wir erwähnen, daß das in Bild 2 gegebene Zweiröhrensystem in bekannter Weise auch durch eine Doppelgitterröhrenanordnung ersetzt werden kann.

## Zusammenfassung:

In einer früher beschriebenen Schwingungen erzeugenden Zweiröhrenschaltung, welche nur Widerstände und Kapazitäten enthält, werden die Kapazitäten durch Selbstinduktionen ersetzt. Die lineare Theorie des auf diese Weise erhaltenen Systems wird gegeben. Das System besitzt ebenso wie die Ausgangsschaltung eine Entartung, für welche die Amplitude die Form einer Multivibratorschwingung annimmt, mit dem Unterschied, daß die Elektroden- und Spulen-Kapazität für die Zeitdauer der Sprünge maßgebend ist. Eine Lösung des Amplitudenproblems wird gegeben. Einige Versuche werden beschrieben.

(Eingegangen am 15. April 1929.)

Digitized by Google

# Berechnung des günstigsten Durchgriffes der Röhren im Widerstandsverstärker.

Von **Hans Georg Möller,** Hamburg.

**Inhaltsübersicht.**



---

Für die Transformatorenverstärker berechnete Schottky als günstigsten Durchgriff

$$D_{opt} = 2\, U_g / U_a.$$

Hierbei ist $U_a$ die Spannung der Anodenbatterie, $U_g$ die negative Gittervorspannung, welche den Gitterstrom so weit herabsetzt, daß er den Gitterkreis nicht mehr merklich belastet. $U_g$ ist etwa 2 Volt. Schottky ging bei seiner Berechnung davon aus, daß der Widerstand im Anodenkreis der Röhre angepaßt sei ($R_i = R_a$) und daß die Röhre eine maximale Leistung liefern solle. Die an der Röhre liegende Anodenspannung gleicht im Mittel der Spannung der Anodenbatterie.

Bei Widerstandsverstärkern ist die mittlere Anodenspannung um den Spannungsabfall des mittleren Anodenstromes im Anodenwiderstand kleiner. Es ist daher zu erwarten, daß der günstigste Durchgriff beim Widerstandsverstärker größer sein wird, und daß man mit besonders hohen Anodenspannungen arbeiten muß, wenn man kleine Durchgriffe anwenden will.

Als sicher galt bisher als untere Grenze des Durchgriffes der Wert

$$D_{min} = U_g / U_a,$$

da für diesen Durchgriff die Steuerspannung im Ruhezustand Null wurde.

Die Messungen von Ardenne haben nun ergeben, daß alle diese Regeln nicht richtig sind. Es ist vielmehr überraschenderweise möglich, eine gute Verstärkung bei gleichzeitiger Verwendung von hohen Widerständen, kleinen Durchgriffen und niedrigen Anodenspannungen zu erzielen.

Der Zweck dieser Mitteilung ist, diesen merkwürdigen experimentellen Befund zu klären und eine Methode zu entwickeln, den günstigsten Durchgriff der im Widerstandsverstärker verwendeten Röhre zu berechnen.

Bild 1 zeigt eine Widerstandsverstärkerstufe. Die Röhre 1 arbeitet auf einen Kombinationswiderstand, der aus dem Anodenhochohmwiderstand $R_a$, der Blockkapazität $C_{ü}$, dem Gitterableitungswiderstand $R_{ü}$, der scheinbaren Kapazität der nächsten Röhre $C_{sch}$ und dem Gitterwiderstand der nächsten Röhre $R_g$ gebildet wird. Bevor wir an die Berechnung des günstigsten Durchgriffes gehen, müssen wir uns über

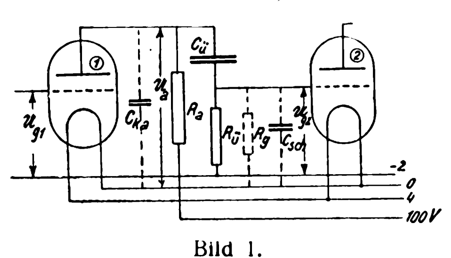



Bild 1.

diese Größen klar werden. Namentlich müssen wir überlegen, wie groß wir $R_a$ wählen dürfen, damit der kapazitive Widerstand $1/\omega C_{sch}$ der nächsten Röhre keine unzulässig große Frequenzabhängigkeit des Kombinationswiderstandes $\mathfrak{R}_a$ ergibt.

Nach dieser Vorbereitung soll eine graphische Methode zur Konstruktion des Verstärkungsfaktors in Abhängigkeit vom Durchgriff $D$ angegeben werden. Unter „Verstärkungsfaktor" ist hierbei das Verhältnis der Gitterspannungsamplituden an zwei aufeinanderfolgenden Röhren verstanden:

$$V = \mathfrak{U}_{g_2} / \mathfrak{U}_{g_1}.$$

Die $V$-$D$-Kurven zeigen ein Maximum. Der diesem Maximum zugeordnete Durchgriff sei mit $D_{opt}$ bezeichnet. Die maximale Verstärkung wird sich dann zu

$$V_{max} = {}^1/_2\, D_{opt}$$

ergeben.

Hieraus wird abgeleitet werden, daß die maximale Verstärkung dann erreicht wird, wenn der Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}_a$ der Röhre angepaßt ist.

Schließlich soll unter der Voraussetzung der Anpassung der günstigste Durchgriff berechnet und die Aussage der Endformel an zwei Zahlenbeispielen erläutert werden. Diese Zahlenbeispiele werden dann die Ardenneschen Meßresultate bestätigen.

### Berechnung des Verstärkungsverhältnisses.

Das Verhältnis der Spannungsamplituden $\mathfrak{U}_{g_2}/\mathfrak{U}_{a_1}$ sei mit $ü$ (Uebersetzungsverhältnis) bezeichnet. $ü$ ist meist sehr nahe gleich 1, es wird nur bei sehr niedrigen Frequenzen, bei denen der kapazitive Widerstand $1/\omega C_{sch}$ mit $R_{ü}$ und $R_g$ vergleichbar wird, merklich unter 1 sinken. Es ist dann:

$$\mathfrak{U}_{g_2} = ü\, \mathfrak{U}_a; \quad \mathfrak{U}_a = -\mathfrak{J}_a \mathfrak{R}_a; \quad \mathfrak{J}_a = \frac{S\,\mathfrak{U}_{g_1}}{1 + D\,S\,\mathfrak{R}_a}$$

Digitized by Google

(aus $\mathfrak{J}_a = S\,\mathfrak{U}_{st} = S(\mathfrak{U}_g + D\,\mathfrak{U}_a) = S(\mathfrak{U} \; - D\,\mathfrak{R}_a\,\mathfrak{J}_a)$ entstanden.)

Durch Elimination von $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ erhält man:

$$\mathfrak{U}_{g_2} = \frac{ü\,\mathfrak{R}_a\,S\,\mathfrak{U}_{g_1}}{1 + S\,D\,\mathfrak{R}_a};\; V = \frac{\mathfrak{U}_{g_2}}{\mathfrak{U}_{g_1}} = \frac{ü}{D + \frac{1}{S\,\mathfrak{R}_a}} \approx \frac{1}{D + \frac{1}{S\,\mathfrak{R}_a}}$$

**Ermittlung von $C_{sch}$, $R_g$, $R_ü$, $C_ü$, $\mathfrak{R}_a$.**

1. Die scheinbare Röhrenkapazität, $C_{sch}$. Die Kapazität zweier Leiter ist definiert als das Verhältnis der auf den Leitern angesammelten Ladung zu der zwischen den Leitern herrschenden Spannung. Die Ladung des Gitters setzt sich aus zwei Teilen $Q_1$ und $Q_2$ zusammen:

$Q_1 = C_{gk}\,u_g$; $Q_2 = C_{ga}\,(u_g + u_a)$; + -Zeichen, da $u_a$ sinkt, wenn $u_g$ steigt.
Ferner ist $u_a = V\,u_g$, wobei $V$ der Verstärkungsfaktor ist. Setzt man dies alles in die Formel für $C_{sch}$ ein:

$$C_{sch} = (Q_1 + Q_2)\,/u_g = C_{gk} + C_{ga}\,(1 + V).$$

Hierzu tritt als weiterer kapazitiver Widerstand noch der zwischen der Anode und Kathode der ersten Röhre liegende.

Diese Gesamtkapazität beträgt für normale Röhren etwa 50 cm, durch ungeschickte Leitungsführung wird sie meist um ein Vielfaches erhöht. In den Mehrfachröhren von Loewe ist sie auf etwa 5 cm heruntergedrückt. Für die höchste Frequenz von $f = 10\,000$ Hertz, $\omega = 60\,000$ ergibt sich ein kapazitiver Widerstand von $^1/_3$ bzw. 3,3 Megohm.

2. Der Widerstand $R_g$ der Elektronenstrecke Glühdraht—Gitter.
Nach der Formel für den Anlaufstrom

$$i = I_s\,e^{\varepsilon\,u_g/KT}$$

berechnet sich $R_g = di_g/du_g$ für $K/\varepsilon = 8{,}5 \cdot 10^{-5}$ Volt/grad, $I_s = 10^{-2}$ Amp.

| $T = 2000°$ abs. | | $T = 1000°$ abs. | |
|---|---|---|---|
| $u_g$ | $R_g$ | $u_g$ | $R_g$ |
| —1 Volt | $5{,}4 \cdot 10^3$ Ohm | —1 Volt | $3{,}3 \cdot 10^5$ Ohm |
| —1,5 | $9{,}9 \cdot 10^4$ | —1,25 | $1{,}7 \cdot 10^7$ |
| —2 | $6{,}6 \cdot 10^5$ | —1,5 | $3{,}0 \cdot 10^8$ |
| —2,5 | $3{,}4 \cdot 10^7$ | —2 | $0{,}9 \cdot 10^{11}$ |
| —3 | $6 \cdot 10^8$ | | |
| —4 | $1{,}8 \cdot 10^{11}$ | | |

Die Tabellen zeigen, daß man bei hohen Glühdrahttemperaturen 2,5 bis 3 Volt, bei niedrigen Temperaturen 1 bis 1,25 Volt negative Spannung an das Gitter legen muß, damit das Gitter praktisch unbelastet ist. Sie zeigen zugleich die Ueberlegenheit der dunkelglühenden Kathoden.

3. Der Gitterableitungswiderstand $R_ü$. $R_ü$ bildet ebenso wie $R_g$ eine Belastung des Gitterkreises. Man wird ihn daher so hoch wie möglich wählen. Nimmt man ihn zu hoch, so entlädt sich der Blockkondensator $C_ü$ zu langsam, was zu Verstärkungsschwankungen führt. Es hat sich als praktisch herausgestellt, ihn ebenso groß wie $R_a$ zu nehmen.

4. Der Blockkondensator $C_ü$. $C_ü$ soll groß gegen $C_{sch}$ und sein kapazitiver Widerstand klein gegen $R_g$ und $R_a$ sein. Das wird namentlich für tiefe Töne Schwierigkeiten machen. $C_ü$ zu 1000 cm zu wählen, wird für die normalen Bedürfnisse ausreichen. Nimmt man $C_ü$ zu groß, so erfolgt nach Einfall einer starken Störung die Entladung von $C_ü$ über $R_ü$ zu langsam.

5. Der Anodenwiderstand $R_a$. $R_a$ bildet zusammen mit $R_ü$ und $1/j\,\omega\,C_{sch}$ den Widerstand $\mathfrak{R}_a$, von dessen Größe die Verstärkung abhängt. Damit die Verstärkung nur wenig von der Frequenz abhängt, darf sich $\mathfrak{R}_a$ bei einer Veränderung von $\omega$ nur wenig ändern. $\frac{R_ü\,R_a}{R_ü + R_a}$ darf also den Wert von $\frac{1}{j\,\omega\,C_{sch}}$ für die höchsten $\omega$-Werte, die man noch unverzerrt verstärken will, nicht wesentlich überschreiten. Es ist hiernach zulässig, mit $R_a$ und $R_ü$ auf je $^2/_3$ $M\Omega$ bei Verwendung gewöhnlicher Röhren, und auf je 6 bis 7 $M\Omega$ bei den Loeweschen Mehrfachröhren heraufzugehen.

Damit sind $C_{sch}$, $R_g$, $R_ü$, $C_ü$, $\mathfrak{R}_a$ festgelegt, und wir können zu unserer eigentlichen Aufgabe: der Berechnung des günstigsten Durchgriffes für diese festgelegten Werte kommen. Die Aufgabe soll in doppelter Weise durchgeführt werden: Es soll die $V$-$D$-Kurve graphisch ermittelt und aus ihr der günstigste Durchgriff abgegriffen werden. — Es soll ein rechnerisches Verfahren zur Bestimmung des günstigsten Durchgriffes mitgeteilt werden.

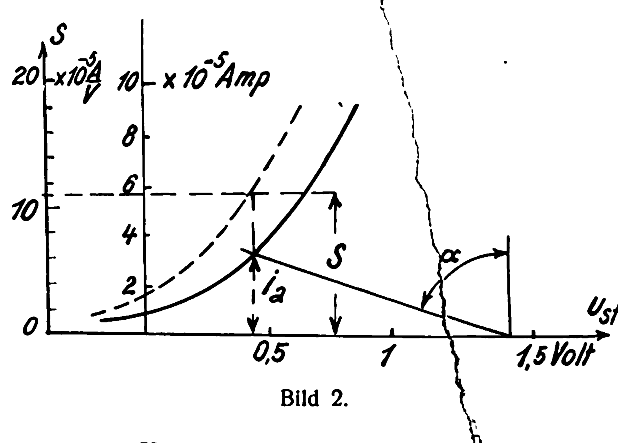



Bild 2.

**Konstruktion der $V$-$D$-Kurve.**

Wir wollen der Einfachheit halber annehmen, daß eine Veränderung des Durchgriffes die Charakteristik der Röhre nicht verändere, eine Annahme, welche sehr gut erfüllt ist. In unserer Formel für die Verstärkung sind $\mathfrak{R}_a$ und $D$ bekannt; $V$ soll ja für verschiedene vorgegebene $D$-Werte ermittelt werden. Unbekannt ist $S$. $S$ hängt von $D$ und $R_a$ ab. Um $S$ zu finden, konstruieren wir im $i_a$-$u_{st}$-Diagramm zunächst den Ruhestrom $i_a$ des Verstärkers. Haben wir diesen, so können wir $u_{st}$ und $S$ aus der Kennlinie ablesen.

Hierfür stehen uns zwei Gleichungen zur Verfügung: die Gleichung der Charakteristik: $i_a = f(u_{st})$

$$\text{und } u_{st} = -\,U_g + D\,(U_a - i_a\,R_a)$$
$$\text{oder} - i_a\,D\,R_a = u_{st} - (-\,U_g + D\,U_a),$$

eine mit der Neigung $\operatorname{tg}\alpha = D \cdot R_a$ die $u_{st}$-Achse im

Digitized by Google

Punkte $u_{st} = -U_g + D \cdot U_a$ schneidende Gerade. Die Lösung unserer beiden Gleichungen mit den beiden Unbekannten $i_a$ und $u_{st}$ wird graphisch durch den Schnittpunkt der Geraden und der Charakteristik festgelegt. Um quantitativ zeichnen zu können, müssen wir die Maßstäbe festlegen. Wir benutzen in Bild 2 als Strommaßstab $\mathfrak{i} = 10^{-5}$ Amp/cm, als Spannungsmaßstab $\mathfrak{e} = 0{,}1$ Volt/cm. Als Widerstandsmaßstab erhalten wir dann $\mathfrak{r} = 10^4\ \Omega$. Unter Berücksichtigung dieses Maßstabes wird $\operatorname{tg}\alpha$ eine reine Zahl. In Bild 2 ist für $D = 3\%$, $U_{st} = 1{,}4$ Volt,

$$tg\,\alpha \frac{D R_a}{\mathfrak{r}} = \frac{0{,}03 \cdot 10^6}{10^4} = 3$$

die Konstuktion dargestellt. Wir lesen aus der Kennlinie ab: $S = 11 \cdot 10^{-5}$ Amp/Volt. Der Berechnung von $U_{st}$ lag $U_a = 80$ Volt, $R_a = 1$ Megohm zu Grunde. Für $1/\omega\, C_{sch} = 4 \cdot 10^6$ Ohm würde sich $\mathfrak{R}_a$ zu 3,82 Megohm ergeben. Mit diesem Wert berechnet sich $V$ zu 18,6.

Durch Wiederholung der geschilderten Konstruktion lassen sich nun für die verschiedensten Widerstände die $V$-$D$-Kurven konstruieren. Bild 3 zeigt solche Kurven.

Alle diese Kurven zeigen, daß beim günstigsten Durchgriff $D_{\text{opt}}$ $V$ immer nahezu gleich $\frac{1}{2D}$ ist. Diese Regel läßt darauf schließen, daß bei günstigster Verstärkung der Belastungswiderstand $\mathfrak{R}_a$ der Röhre angepaßt ist; mit $\mathfrak{R}_a = R_i$ erhalten wir für $V$ in der Tat $\frac{1}{2D}$ wie man durch Einsetzen von $1/R_i S = D$ leicht erkennt.

**Berechnung des günstigsten Durchgriffes.**

Der Durchgriff soll so gewählt werden, daß $V$ ein Maximum wird. $V$ war zu

$$V = \frac{1}{D + \frac{1}{\mathfrak{R}_a S}}$$

berechnet. Soll also $V$ ein Maximum werden, so muß der Nenner ein Minimum werden. Die Bedingung hierfür ist

$$0 = \frac{d}{dD}\left(D + \frac{1}{\mathfrak{R}_a S}\right) \qquad (1)$$

Um die Diffferentiation ausführen zu können, müssen wir die Abhängigkeit des $S$ von $D$ kennen. Zur Berechnung dieser Abhängigkeit steht uns die Gleichung der Charakteristik

$$\left.\begin{array}{l} i = f(u_{st}) \text{ z. B. } i = c\, u_{st}{}^{3/2} \\ \text{oder } i = c_1\, u_{st}{}^{5/2} \text{ oder } i = c_2\, e^{\varepsilon\, u_{st}/KT} \end{array}\right\} \qquad (2)$$

und die Gleichung für die Steuerspannung

$$u_{st} = -U_g + D(U_a - i_a R_a) \qquad (3)$$

zur Verfügung. Die Ausführung der Differentiation ergibt:

$$0 = 1 - \frac{1}{\mathfrak{R}_a S^2} \frac{dS}{du_{st}} \frac{du_{st}}{dD} \qquad (3')$$

$du_{st}/dD$ finden wir aus der differenzierten Gleichung 3 unter Einsetzen von $di/du_{st} = S$:

$$du_{st}/dD = U_a - i_a \cdot R_a - D\, R_a\, S \cdot du_{st}/dD|;$$
$$du_{st}/dD = (U_a - i_a R_a)/(1 + D\, R_a\, S)$$

Setzen wir den Wert $du_{st}/dD$ in die Maximalbedingung ein, so erhalten wir:

$$S^2(1 + D\, R_a\, S)/(dS/du_{st}) = U_a - i_a R_a$$

$i\gamma = S^2/(dS/du_{st})$ ist aus der Gleichung für die Charakteristik zu berechnen:

a) Für $i_a = c \cdot u_{st}{}^{3/2}$ erhält man: $\gamma i = 3i$,
b) Für $i_a = c_1 \cdot u_{st}{}^{5/2}$ erhält man: $\gamma i = 1{,}6 i$ (unterer Knick der Kennlinie),
c) Für $i_a = c_2 \cdot e^{\varepsilon\, u_{st}/KT}$ erhält man: $\gamma i = i$ (Anlaufkurve).

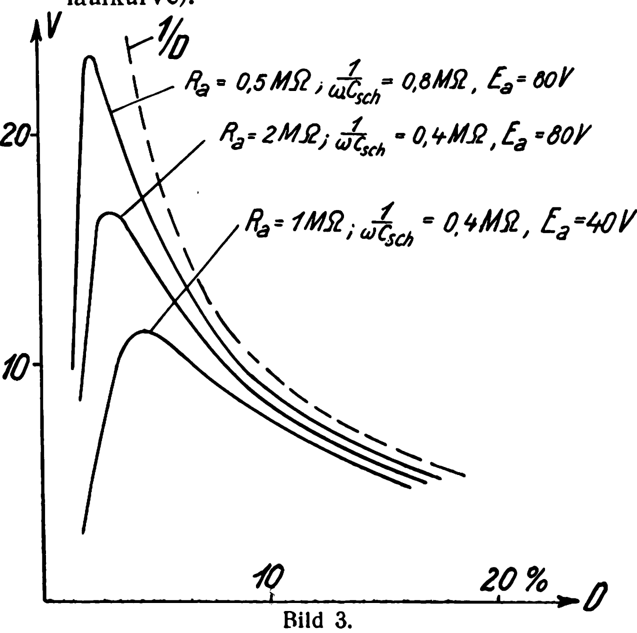


Bild 3.

Wenn wir $D \cdot R_a \cdot S = R_a/R_i$ und $R_i = \mathfrak{R}_a/\beta$ einsetzen, erhalten wir:

$$\mathfrak{R}_a\, \gamma\, i_a(1 + R_a/R_i) = U_a - i_a R_a;$$
$$i_a = \frac{U_a}{R_a + \gamma\, R_a\left(1 + \frac{R_a}{R_2}\right)}. \qquad (4)$$

Mit $R_i\,\beta = \mathfrak{R}_a$:

$$i_a = \frac{U_a}{R_a(1 + \beta\gamma) + \gamma\, \mathfrak{R}_a}$$

$$D = \frac{U_g + u_{st}}{U_a - i_a R_a} = \frac{U_g + u_{st}}{U_a} \cdot \frac{1}{1 - \frac{R_a}{R_a(1 + \beta\gamma) + \mathfrak{R}_a}}$$
$$= \frac{U_g + u_{st}}{U_a}\left(1 + \frac{1/\beta\gamma}{1 + \mathfrak{R}_a/\beta R_a}\right) \qquad (5)$$

Bei Verwendung normaler Röhren arbeiten wir in der Nähe des unteren Knickes, wo die Formel c) für die Anlaufkurve nicht mehr, die Formel b) noch nicht gilt. Wir wählen für $\gamma$ einen Mittelwert zwischen 1 und 1,6, nämlich 1,3. In den Loeweschen Mehrfachröhren sind die Ströme so klein, daß die Formel für die Anlaufkurve gilt; wie haben $\gamma = 1$ zu setzen.

$\beta = 1$ würde der Anpassung des Kombinationswiderstandes $\mathfrak{R}_a$ an die Röhre entsprechen ($\beta = 1$ ist gleichwertig mit $R_i = \mathfrak{R}_a$). Da die Kurven in Bild 3

Digitized by Google

zeigten, daß bei günstigstem Durchgriff $\mathfrak{R}_a$ immer ungefähr angepaßt ist, so wollen wir in erster Annäherung $\beta = 1$ benutzen. Nach Berechnung von $D$ und $S$ muß aber kontrolliert werden, ob die benutzte Annäherung wirklich stimmt. Ergibt sich $\beta = D \cdot \mathfrak{R}_a \cdot S$ wesentlich verschieden von 1, so muß die Rechnung mit einem korrigierten $\beta$-Wert wiederholt werden.

$u_{st}$ ist für das aus der Gleichung 4 berechnete $i_a$ aus der Kennlinie abzugreifen oder für sehr kleine Ströme aus der Anlaufkurve zu berechnen.

**Zwei Zahlenbeispiele.**

1. Beispiel: Widerstandsverstärker mit gewöhnlichen Röhren. $C_{sch}$ hat der Wert von 50 cm. $1/\omega C_{sch}$ für $f = 10\,000$, $\omega = 60\,000$ Hertz den Wert 0,3 Megohm; $R_a$ und $R_ü$ können dann, wie wir überlegten, ebenfalls auf 0,3 $M\Omega$, jeder der Widerstände einzeln auf 0,6 $M\Omega$ gesteigert werden. Der Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}_a$ erhält dann den Wert 0,1 Megohm. Für $U_a = 100$ Volt berechnen wir $i_a$ nach Formel 5 zu

$$i_a = \frac{100}{2{,}3 \cdot 0{,}6 + 1{,}3 \cdot 0{,}21} = 6{,}05 \cdot 10^{-5} \text{ Amp.}$$

Für $I_s = 0{,}01$ Amp. erhalten wir aus der Formel für den Anlaufstrom mit $T = 1000^\circ$: $u_{st} = 0{,}43$ Volt.

$U_g$ muß so groß sein, daß $R_g$ den Wert von $R_ü$ wesentlich übersteigt. Wir wählen es nach Seite 54 zu 1,2 Volt.

Nach der Formel (6) berechnet sich dann $D$ zu 1,27%.

Schließlich kontrollieren wir, ob die vorausgesetzte Anpassung $S.\,D.\,\mathfrak{R}_a = 1$ erfüllt ist. Wir erhalten: $S.\,D.\,\mathfrak{R}_a = 1{,}28$.

Wollten wir das Resultat verfeinern, so müßten wir die Rechnung mit $S.\,D.\,\mathfrak{R}_a = 1{,}15$ (einem Mittelwert von 1 und 1,28) wiederholen. Diese Wiederholung würde aber den gefundenen Wert von $D_{opt}$ so wenig ändern, daß sich eine Verfeinerung des Resultates nicht lohnt.

2. Beispiel: Widerstandsverstärker mit Loeweschen Mehrfachröhren. $C_{sch}$ hat jetzt einen Wert von nur 5 cm. Alle Widerstände sind demnach 10 mal so groß, wie in dem ersten Beispiel. Die Ströme werden jetzt so gering, daß wir den für die Anlaufkurve gültigen Wert von $S^2/\frac{dS}{du_{st}}$ einsetzen müssen. Formel (5) hat dann die Gestalt:

$$i_a = \frac{U_a}{2 R_a + \mathfrak{R}_a} \tag{5'}$$

$$\text{und } D = \frac{U_g + u_{st}}{U_a} \cdot \left(1 + \frac{1}{1 + \mathfrak{R}_a / R_a}\right).$$

Nach diesen Formeln berechnet sich $i_a$ zu $7{,}7 \cdot 10^{-6}$ Amp., $u_{st}$ wieder nach der Formel für die Anlaufkurve zu $-0{,}615$ Volt, $D$ zu 1,05%.

Wenn wir zur Kontrolle $S.\,D.\,\mathfrak{R}_a$ berechnen, so finden wir jetzt 0,94. Dieser Wert stimmt mit dem Ausgangswert 1, soweit überein, daß eine weitere Verfeinerung des Resultates unnötig ist.

Diskussion der Zahlenbeispiele. Die Zahlenbeispiele ergeben das überraschende Resultat, daß für den höheren Anodenwiderstand als günstigster Durchgriff ein kleinerer Wert herauskommt. Ferner ist den bisherigen Erwartungen widersprechend, daß der Durchgriff kleiner als $U_g/U_a$ sein kann, daß man also mit negativer Steuerspannung arbeitet, bei der nach der gewöhnlich bei der Berechnung des Verstärkungsgrades angewandten Langmuirschen Formel der Anodenstrom Null und damit auch die Verstärkung Null sein müßte. Die überraschenden Resultate beruhen letzten Endes darauf, daß für die in den Widerstandsverstärkern mit sehr hohen Anodenwiderständen verwendeten sehr kleinen Ströme für die Charakteristik nicht mehr die Langmuirsche Formel, sondern die Gleichung für die Anlaufkurve gilt.

**Zusammenfassung.**

Solange man bei der Berechnung von Widerstandsverstärkern für die Kennlinie die Langmuirsche Formel benutzt, erhält man für den günstigsten Durchgriff $D_{opt}$, welcher die größte Verstärkung liefert, verhältnismäßig hohe Werte. $D_{opt}$ wird um so höher, je höher der Anodenwiderstand wird.

Bei hohen Anodenwiderständen werden die Ströme aber so klein, daß die Langmuirsche Formel durch die Formel für den Anlaufstrom zu ersetzen ist. Hierdurch ändert sich das Bild völlig. Die günstigsten Durchgriffe werden kleiner und nehmen mit wachsenden Anodenwiderständen ab. — Die zunächst überraschenden Messungen Ardennes werden durch die Theorie bestätigt.

(Eingegangen am 3. Mai 1929.)

---

# Ueber die Konstruktion des harmonischen Mittels.[1]

Von **H. Reppisch**, Berlin-Tempelhof.

**Inhaltsübersicht:**

Es werden einfache und leicht zu beweisende Konstruktionsmethoden zur Auffindung des harmonischen Mittels beliebiger Widerstände an systematisch zusammengestellten Beispielen angegeben.

Die rechnerische Ermittelung des resultierenden Widerstandes zweier parallelgeschalteter Widerstände ist nur dann noch ziemlich einfach, wenn die beiden Widerstände von gleicher Art sind. Die bekannte Formel

$$P = \frac{W_1 \cdot W_2}{W_1 + W_2}$$

kann man also nur dann vorteilhaft benützen, wenn $W_1$ und $W_2$ entweder nur Resistanzen, nur positive oder nur negative Reaktanzen oder auch nur Impedanzen mit gleichen Phasen sind. Für solche art-

[1] In einer Arbeit über eine einfache geometrische Darstellung des harmonischen Mittels im Arch. f. El. 8, S. 183—187, 1919 gab E. Orlich dem hier mit P bezeichneten Wert die Benennung harmonisches Mittel. Diese Bezeichnungsweise wird hier beibehalten, weil aus den im vorliegenden Aufsatz angegebenen Konstruktionen die Berechtigung der Orlich'schen Bezeichnung deutlich hervorgeht.


Digitized by Google

gleichen Widerstände können zur zeichnerischen Ermittelung des Wertes $P$ die in den Bildern 1 und 2 dargestellten Konstruktionen angewandt werden, wobei gerade aus Bild 2 die Proportion

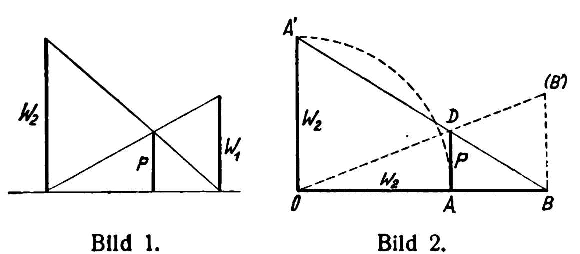



Bild 1. Bild 2.

Zeichnerische Ermittelung des Widerstandes der Parallelschaltung von artgleichen Widerständen.

$$P : W_2 = W_1 : (W_1 \dotplus W_2),$$

welche auf diese Konstruktion führte, leicht ablesbar ist.

Die beiden Widerstände $W_2$ und $W_1$ werden als die Strecken $OA$ und $AB$ hintereinander angetragen; in $O$ und $A$ oder auch in $A$ und $B$ werden die Lote[2]) errichtet. Macht man nun $OA' = OA$ oder $BB' = AB$ und verbindet $A'$ mit $B$ oder $B'$ mit $O$, dann

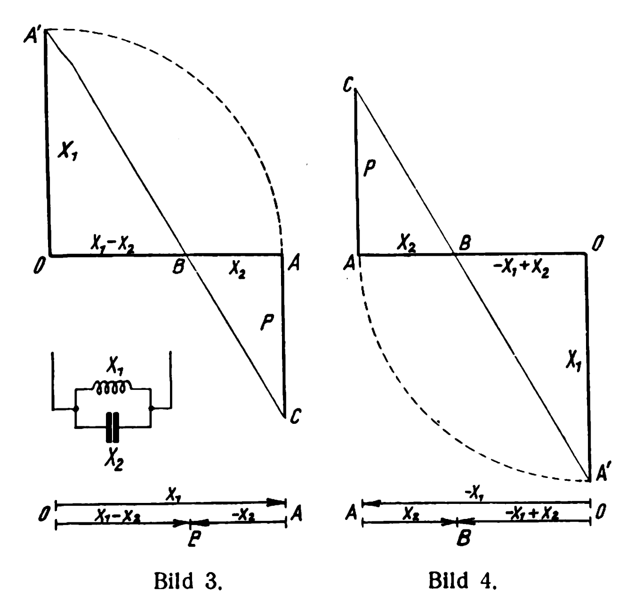



Bild 3. Bild 4.

Zeichnerische Ermittelung des Widerstandes der Parallelschaltung von positiven und negativen Reaktanzen (Blindwiderständen).

schneiden diese Verbindungslinien das in $A$ errichtete Lot im Punkt $D$ und es ist $AD$ der gesuchte Wert $P$.

Diese für artgleiche Widerstände recht einfache Konstruktion läßt sich sinngemäß auch auf Parallelschaltungen von positiven und negativen Reaktanzen anwenden. Die Bilder 3 und 4 zeigen die Einfachheit dieser Methode. In Bild 3 ist $OA$ eine positive, $AB$ eine negative Reaktanz (Bild 4 zeigt den umgekehrten Fall), die zueinander parallelgeschaltet sind. Macht man auch hier $OA' \perp OA$ und gleichzeitig $OA' = OA$, dann schneidet die Verbindungsgerade $A'B$ in ihrer Verlängerung über $B$ hinaus das im Punkt $A$ errichtete Lot im Punkt $C$, wodurch man $P = AC$ erhält.

[2]) Es ist nicht unbedingt notwendig, jedoch sehr zweckmäßig über $O$, $A$ oder $B$ die Lote zu wählen, weil man sicher für die zeichnerischen Darstellungen Millimeterpapier verwenden wird.

Aus der Aehnlichkeit der Dreiecke $CAB$ und $A'OB$ ergibt sich die Proportion

$$CA : AB = A'O : OB,$$

und weil $AB = -X_2$, $A'O = X_1 = OA$ und $OB = X_1 - X_2$ ist, wird

$$CA = P = \frac{-X_2 \cdot X_1}{X_1 - X_2}.$$

Bei Parallelschaltung einer Resistanz $R \equiv OA$ mit einer positiven oder negativen Reaktanz $\pm X \equiv OB$ kann man zur Ermittelung des Wertes $P$ die in den Bildern 5 und 6 gezeigten Konstruktionen anwenden. Errichtet man über $OA$ und $OB$ Kreise, die diese Strecken als Durchmesser haben (Reaktanz- und Resistanzkreis), dann schneiden sich diese Kreise außer im Ursprung $O$ im Punkte $S$ und es ist $OS \equiv P$. Würde man nur den einen oder nur den anderen Kreis schlagen, dann würde die Verbindungslinie $AB$ jeden dieser Kreise im Punkte $S$ schneiden, wodurch man ebenfalls $P$ erhält.

Da im vorliegenden Falle $OA$ und $OB$ aufeinander senkrecht stehen, ist $AB$ zur Zentralen beider Kreise parallel. Die Strecke $OS$ gehört der Chordalen (Potenzlinie) beider Kreise an, die immer senkrecht auf der Zentralen steht; aus diesem Grunde ist im vorliegenden Spezialfalle auch $OS \perp AB$, so daß man $OS$ auch durch Fällen des durch $O$ gehenden Lotes auf $AB$ finden kann.

Der Beweis zu den in den Bildern 5 und 6 gezeigten Konstruktionen, die bereits mehrmals in der Literatur[3]) angegeben worden sind, kann auf verschiedene Weise geführt werden. Z. B. ist nach den Lehrsätzen der ebenen Geometrie:

1. Tangentensatz[4])

$$\triangle OSA \sim \triangle BOA$$
$$OS : OA = BO : BA$$

2. Tangenten-Sehnenwinkel-Satz

$$\sphericalangle OBA = \sphericalangle SOA.$$

Die Proportion ergibt für die Beträge $OA$, $OS$, $OB$ und $BA$ den Ausdruck

$$OS = \frac{OA \cdot BO}{BA},$$

wobei nun $BA$ die geometrische Summe von $OA$ und $OB$ ist, also

$$|BA| = |OA \hat{+} OB|.$$

Durch Einsetzen der Beträge wird

$$P = \frac{R \cdot X}{R + X}.$$

Um zu zeigen, daß $OS \equiv P$ auch die richtige Lage in Bezug auf die beiden Widerstände $R$ und $X$ hat, kann man z. B. folgendermaßen vorgehen: Der von der Summe $|BA| = |OA + OB|$ mit der reellen Achse eingeschlossene Winkel ist gleich dem Winkel $OAB$; aus der Aehnlichkeit der Dreiecke $BSO$ und $BOA$ folgt,

[3]) Orlich, Arch. f. El., 8, S. 183—187, 1919; W. A. Barclay, Exp. Wir., 4, S. 87—92, 1927; F. Strecker u. R. Feldtkeller, Wiss. Ver. a. d. Siemens-Konzern, 5, S. 134, 1927; R. Feldtkeller u. H. Bartels, Wiss. Ver. a. d. Siemens-Konzern, 6, S. 65, 1927; H. Rukop, Arch. f. El., 21, S. 443, 1929; J. Herzog u. Cl. Feldmann, Die Berechnung elektrischer Leitungsnetze in Theorie und Praxis, Berlin 1921.

[4]) Dieser Fall des Tangentensatzes kann ebensogut als Sonderfall des Sekantensatzes aufgefaßt werden.

Digitized by Google

daß $\sphericalangle BOS = \sphericalangle BAO$ ist. Damit ergibt sich aus der Anschauung der Figur, daß

$$\sphericalangle SOA = \sphericalangle BOA - \sphericalangle BOS$$

ist und weiter, daß $OS$ in bezug auf $OA$ und $OB$ die richtige Lage besitzt.

In der gleichen Weise läßt sich der Beweis für den in Bild 6 dargestellten Fall führen.

Beide Fälle (Bild 5 und 6) gestatten folgende Verallgemeinerungen: Nimmt die Resistanz $R$, welche zu einer Reaktanz $X$ parallel liegt, alle Werte von 0 bis $\infty$ an, dann läuft der Schnittpunkt $S$ auf dem über der Reaktanz errichteten Kreisbogen immer im mathematischen Drehsinne gemäß dem Vorzeichen

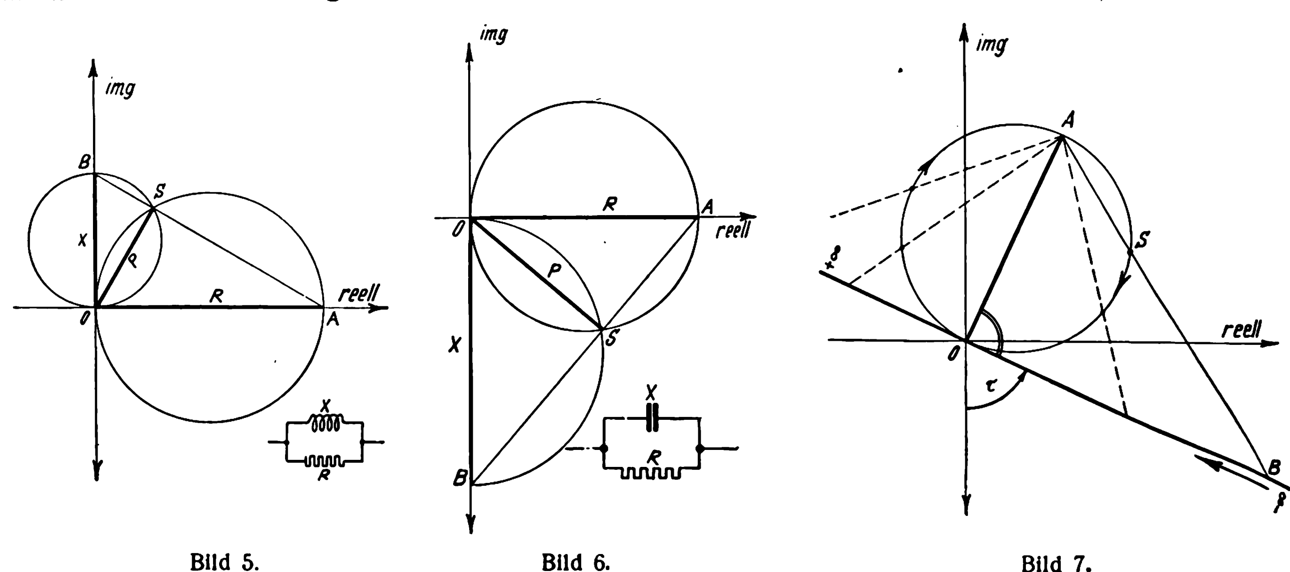



Bild 5. Bild 6. Bild 7.

**Zeichnerische Ermittelung des Widerstandes der Parallelschaltung von zwei aufeinander senkrechtstehenden Widerständen (positive bzw. negative Reaktanz und Wirkwiderstand in Bild 5 u. 6, in Bild 7 zwei zueinander senkrecht stehende Impedanzen).**

der Reaktanz; bei einer positiven Reaktanz also im Linksdrehsinne, bei einer negativen im Uhrzeigersinne. Läßt man andrerseits die Resistanz konstant und der Reaktanz alle Werte von $-\infty$ bis $+\infty$ annehmen, dann wird der über der Resistanz $R$ errichtete Reaktanzkreis vom Schnittpunkt $S$ stets im Gegendrehsinne (Uhrzeigerdrehsinn) durchlaufen.

Werden nun beide aufeinander senkrecht stehenden Vektoren in dem angenommenen Koordinatensystem um einen Winkel $\tau$ so gedreht (Ursprung $O$ ist Drehachse), daß aus Resistanz und Reaktanz durch diese Drehung in Bezug auf das ursprüngliche Koordinatensystem Impedanzen werden, dann bleibt natürlich für den behandelten Fall die Konstruktionsmethode von $P$ erhalten.

Nimmt die eine oder andere Impedanz unter den vorigen Voraussetzungen alle Werte von $-\infty$ bis $+\infty$ an, dann gelten sinngemäß auch die bezüglich des geometrischen Ortes des Schnittpunktes $S$ angestellten Betrachtungen und Schlüsse noch, nämlich: Der geometrische Ort für den Vektor der Parallelschaltung zweier aufeinander senkrecht stehenden Vektoren ist der über dem anderen (als Durchmesser) geschlagene Kreis, wenn der dieser oder jener alle Werte von $-\infty$ bis $+\infty$ annimmt. Der jeweilige Impedanzkreis wird vom Schnittpunkt $S$ im Drehsinne des Uhrzeigers durchlaufen (vgl. Bild 7).

Besteht die Parallelschaltung aus einer Resistanz $R \equiv OA$ und einer Impedanz $Z \equiv OB$ mit negativer oder positiver Phase, dann führt die in den Bildern 8 und 9 dargestellte Konstruktion schnell zur Auffindung von $OS \equiv P$.

Errichtet man in $O$ die Senkrechte auf $OA$ — im vorliegenden Falle ist dies die Imaginärachse — und die Mittelsenkrechte auf $OB$, dann liefert der Schnittpunkt beider Lote den Mittelpunkt des die Resistanz $R \equiv OA$ in $O$ berührenden Kreises, in dem dann $OB \equiv Z$ Sehne ist. Spiegelt man $OB$ an $OD$, wodurch man $OB'$ erhält, dann schneidet die Verbindungslinie $B'A$ den Kreis in $S$. Zieht man $OS$, dann ist nach dem Tangenten-Sekantensatz der ebenen Geometrie

$$OS : OA = B'O : B'A,$$

Bild 8. Bild 9.

**Konstruktion des Widerstandes der Parallelschaltung bei nebeneinandergeschalteten Impedanzen (Z) mit positiver negativer bzw Phase und einem Wirkwiderstand (R).**

weil

$$\triangle B'OA \sim \triangle OSA$$

ist. Für die Beträge $OS$, $OA$, $B'O$ und $BA$ gilt

$$OS = P = \frac{OA \cdot B'O}{B'A} = \frac{R \cdot Z}{|R + Z|},$$

weil

$$|B'A| = |R \overset{\wedge}{+} Z|$$

ist. Nach dem Satze vom Tangenten-Sehnen-

Digitized by Google

inkel ist weiter

$$\sphericalangle SOA = \sphericalangle OB'A.$$

er Außenwinkel bei $O$ des Dreiecks $B'OA$ ist $\sphericalangle \overset{\wedge}{BOA}$.

er zur geometrischen Summe $(R+Z)$ gehörige

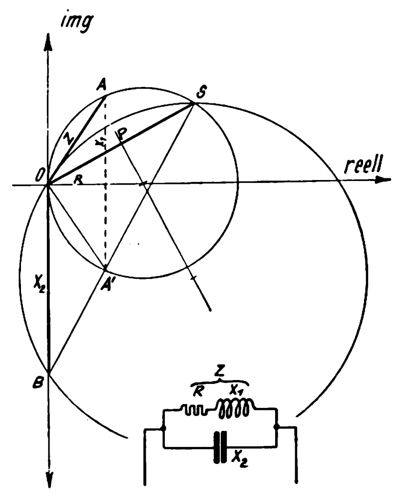



Bild 10.
Konstruktion des Widerstandes der Parallelschaltung bei nebeneinandergeschalteter Impedanz (Z) und Reaktanz ($X_2$). Zur zeichnerischen Ermittelung genügt ein Kreis, wobei man aus Platzgründen den kleineren wählen wird.

Winkel ist $\sphericalangle AOB'$, so daß sich ergibt

$$\sphericalangle BOA = \sphericalangle OB'A + \sphericalangle OAB'$$
$$\sphericalangle OB'A = \sphericalangle SOA$$
$$\overline{\sphericalangle SOA = \sphericalangle BOA - \sphericalangle OAB'};$$

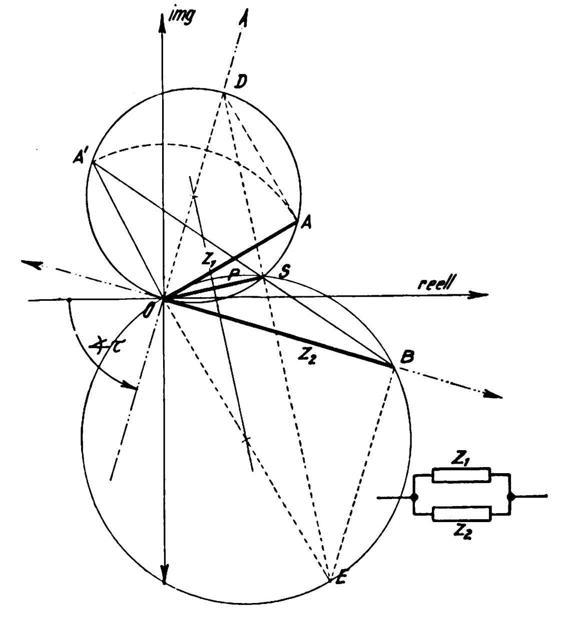



Bild 11.
Konstruktion des Widerstandes der Parallelschaltung (P) zweier nebeneinandergeschalteter Impedanzen ($Z_1$ und $Z_2$); allgem. Bild.

da aber auch

$$\triangle B'OA \sim \triangle BSO,$$
$$\sphericalangle BOS = \sphericalangle OAB',$$

wird endlich

$$\sphericalangle SOA = \sphericalangle BOA - \sphericalangle BOS,$$

womit gezeigt ist, daß die Lage von $P$ in Bezug auf $R$ und $Z$ bei der im Bild 9 dargestellten Konstruktionsmethode richtig ist.

Man kann, was wohl selbstverständlich ist, die Konstruktion auch so durchführen, daß der Kreis den anderen der beiden Vektoren berührt, also z. B. $Z$ in $O$; dann wird $OA \equiv R$ Sehne in diesem Kreis.

Im Bild 10 ist die Konstruktion von $P$ für den Fall dargestellt, daß eine Impedanz $Z$ (welche aus der Resistanz $R$ und der Reaktanz $X_1$ besteht) mit einer wie auch im folgenden Bild 11, die beiden Kreise angegeben. $OS$ ist die beiden Kreisen gemeinsame Sehne, welche der durch $O$ und $S$ gehenden Chordalen angehört; die Chordale, welche auch die Potenzlinie oder Radialachse beider Kreise genannt wird, ist der geometrische Ort aller Punkte, welche in Bezug auf die beiden Kreise dieselbe Potenz haben. Sie steht senkrecht auf der Zentralen beider Kreise.

Liegt der Fall vor, daß zwei Impedanzen $Z_1$ und $Z_2$ parallel geschaltet sind, so kann man eine der beschriebenen Konstruktionsmethoden anwenden,

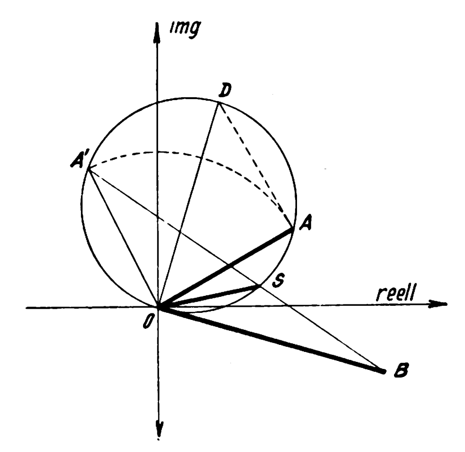



Bild 12.
Vereinfachte Konstruktion der in Bild 11 dargestellten zeichnerischen Ermittelung von P.

wenn man ein neues Koordinatensystem (dessen Ursprung mit dem von $Z_1$ und $Z_2$ zusammenfällt) so legt, daß die eine oder andere Impedanz zu einer Resistanz oder Reaktanz in bezug auf das neue Koordinatensystem wird. Im Bild 11 ist z. B. das neue Koordinatensystem um den Winkel $\tau$ gegen das zu $Z_1$ und $Z_2$ gehörige gedreht, und man erhält die im Bild 10 angegebene Konstruktion für den Fall, daß zu einer negativen Reaktanz (vorher $Z_2$) eine Impedanz $Z_1'$ (vorher Impedanz $Z_1$ in Bezug auf das ursprüngliche Koordinatensystem) mit negativer Phase parallel geschaltet ist.

Es ist wohl unschwer zu erkennen, daß sämtliche geometrischen Darstellungen von $P$ von ein und derselben Art sind. Es ist leicht festzustellen, daß nur stets ein Berührkreis für einen gegebenen Vektor $OA$ oder $OB$ konstruiert werden braucht. Wenn nun im Bild 11 mehr Konstruktionsmittel angegeben als notwendig sind (die Ermittelung von $P$ kann einfach wie im Bild 12 dargestellt geschehen), so hat dies den Grund, die genannten und die bereits bekannten Methoden in diesem Bild zu vereinigen.

Man kann zeigen, daß die von Rukop[5]) angegebene Methode zur Auffindung des harmonischen Mittels in dieser Konstruktion enthalten und leicht zu beweisen ist. Die paarweisen Senkrechten $OD$, $BE$

[5]) H. Rukop, Diagramme für die Parallelschaltung beliebiger Scheinwiderstände, Arch. f. El. 21, S. 443, 1929, Heft 5.

Digitized by Google

und $OE$ und $AD$ liefern die Durchmesser der beiden sich in $O$ und $S$ schneidenden Kreise, deren Durchmesser selbst $OD$ und $OE$ sind. Die zwischen den Schnittpunkten liegende Strecke $OS$ ist die beiden Kreisen gemeinsame Sehne, welche, wie bereits dargelegt wurde, der auf der Zentralen senkrecht stehenden Chordalen angehört. Da weiter $DE$ parallel zur Zentralen ist, so steht auch $OS$ senkrecht auf $DE$.

Man wird einsehen, daß die Berücksichtigung der Lage der zueinander parallel liegenden Widerstände in Bezug auf das Koordinatensystem der Darstellungsebene nicht absolut notwendig war, sondern nur die relative Lage der Widerstände zueinander für die Konstruktionsmethode maßgebend ist. Wenn dies trotzdem geschah, dann mit der Begründung, daß dem in der Praxis stehenden Techniker gleichzeitig damit einige Beispiele gezeigt werden sollten.

**Zusammenfassung.**

Für die zeichnerische Ermittelung des Widerstandes einer Parallelschaltung, die aus gleichen oder entgegengesetzten oder auch aus verschieden zusammengesetzten Widerständen besteht, werden an Hand einiger Beispiele möglichst einfache Diagramme für die behandelten Fälle angegeben und die Diagrammkonstruktion mittels einfacher Sätze aus der Geometrie erklärt.

(Eingegangen am 10. Mai 1929.)

# Zusammenfassender Bericht.
# Ueber Fehlweisungen bei der Funkpeilung.

Von **Paul Duckert,** Aeronautisches Observatorium Lindenberg.

Der schnellen Entwicklung des Funkwesens in den letzten Jahren ist eine fast gleich schnelle Förderung der Hochfrequenzmeßverfahren gefolgt. Nicht in gleichem Maße konnten die Störungen der elektromagnetischen Wellen in ihren Ursachen erkannt oder gar beseitigt werden. Der Ausbreitungsvorgang der elektromagnetischen Wellen hängt von derart viel unübersehbaren Momenten ab, daß auch wohl so schnell noch keine einwandfreie Beherrschung desselben in Frage kommen kann. Die weitaus größten Schwierigkeiten liegen hierbei in unserer Erdatmosphäre.

Am hiesigen Observatorium sind von mir in Ergänzung früherer Arbeiten von Herath[1]) und anderen[2]) eine große Zahl von Meßreihen bei einwandfrei festliegenden aerologischen Verhältnissen durchgeführt worden, die sich mit den Einflüssen von atmosphärischen Zuständen auf die Ausbreitungserscheinungen der elektromagnetischen Wellen und deren Störungen befassen. Die Ergebnisse sind in einer Reihe von Arbeiten[3]) zusammengestellt. Bei der Anwendung der in den verschiedensten vorgenannten Arbeiten entwickelten Hypothesen muß man insofern vorsichtig sein, als die vielfach zitierten Flächen in der Atmosphäre nicht auf allen Wetterkarten gleichmäßig zum Ausdruck kommen. Vielfach in Wetterkarten eingezeichnete Temperaturgrenzen sind durchaus noch keine Grenzflächen von Luftkörpern im dort zitierten Sinne. Ohne Zuhilfenahme aerologischer Aufstiege oder Wolkenbeobachtungen ist also das in den Arbeiten aufgestellte Kriterium schwer aufzufinden.

Im folgenden sollen nur die Einflüsse atmosphärischer Natur auf das heute in großem Umfange angewendete Funkpeilverfahren zusammengestellt werden. Die zugrunde liegende Beobachtungstatsache ist, wie ich an einer großen Zahl von Beispielen gezeigt habe, darin gegeben, daß durch Einflüsse unserer Erdatmosphäre zeitlich veränderliche Funkfehlweisungen bei den üblichen Peilverfahren auftreten. Eine Reihe von interessanten Zusammenhängen von Peilschwankungen mit der atmosphärischen Struktur habe ich in einer Reihe von Arbeiten[4]) bereits publiziert.

Alle heute vorwiegend benutzten Peilverfahren beruhen auf der Erkenntnis und Anschauung, daß im

[1]) F. Herath, Meteorologie und Wellentelegraphie, Ztschr. f. Techn. Physik 4, S. 116, 1923. Derselbe, Meteorologie und Wellentelegraphie, Beitr. z. Phys. der freien Atm. 9, S. 12, 1920. Derselbe, Gleitflächen und luftelektrische Empfangsstörungen, Sonderband d. Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 1922. Derselbe, Meteorologie und Wellentelegraphie, Beeinflussung des Funkverkehrs durch die Gleitflächen in der Atmosphäre, Die Arbeiten d. A. O. Lindenberg, 14, S. 119, 1922.

[2]) F. Schindelhauer, Ueber den Einfluß der Schichtung der Atmosphäre auf die Ausbreitung der Wellen der drahtl. Telegr. Met. Ztschr. 37, S. 177, 1920. P. Ludwig, Der Einfluß geophysikalischer und meteorolog. Faktoren auf die drahtlose Telegraphie, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 12, S. 122. 1918. S. Wiedenhoff, Ueber die Beziehungen zwischen der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen und den Vorgängen in der Atmosphäre, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 18, S. 242, 1921.

[3]) P. Duckert, Einiges über die atmosphärischen Störungen der elektromagnetischen Energieübertragung. Die Arb. d. Aeron. Obs. Lindenberg, 15, S. 297, 1925. Derselbe, Ueber einige Zusammenhänge zwischen der Wetterlage und der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Die Arb. d. Aeron, Obs. Lindenberg, 15, S. 292, 1925. Derselbe, Drahtlose Energieübertragung und die Wetterlage. Das Wetter 1926, Heft 4. Derselbe, Untersuchungen über die Einwirkung der Atmosphäre auf den Empfang drahtloser Signale. Forschungen und Fortschritte 2, S. 19, 1926. Derselbe, Atmosphärische Einflüsse auf die Ausbreitung und Störung elektromagnetischer Wellen. Referat E.N.T. 3, S. 440. 1926. Derselbe, Die atmosphärische Beeinflussung der elektromagnetischen Wellenausbreitung. Referat, Deutsche Forschung Heft 4.

[4]) P. Duckert, Atmosphärische Störungen der Radiopeilung. Mitt. d. A. O. Lindenberg, S. 55, Juli 1926. Derselbe, Ueber den Einfluß der Atmosphäre und ihrer jeweiligen Zustände auf die Radiopeilung. Mitt. d. A. O. Lindenberg, S. 123, Oktober 1927. Dergleiche, Richtungsstörungen in der elektromagnetischen Energieausbreitung durch atmosphärische Zustände. Referat E.N.T. 4, S. 11, 1927. Dergleiche, Küstenbrechung und Peilschwankung elektromagnetischer Wellen, Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 14, S. 3, 1928. Dergleiche, Abhängigkeit der Funkbeschickung von meteorologischen Einflüssen. Mitt. d. A. O. Lindenberg S. 154, 1928. Dergleiche, Ueber Fehlweisungen der Funkpeilung in Abhängigkeit von der Wetterlage. Referat, Ztschr. f. techn. Physik 9, S. 466, 1928.

Digitized by Google

Strahlungsfelde eines ungerichteten ideal aufgestellten Senders längs einer beliebig ausgewählten Fortpflanzungsrichtung ein elektromagnetisches Feld fortschreitet. Bei der Annahme der Ausstrahlung einer normal polarisierten Welle müssen dann, von der allernächsten Entfernung vom Sender abgesehen, die Richtung der elektrischen Kraft, die der magnetischen Kraft und die Fortpflanzungsrichtung aufeinander senkrecht stehen, und zwar dergestalt, daß die elektrischen Kraftlinien auf der als ideal leitend angenommenen Erdoberfläche senkrecht stehen. Damit ist die Möglichkeit der Peilung durch Bestimmung der Richtung der magnetischen Kraftlinien gegeben.

Fehlweisungen können nun entstehen durch fehlerhafte Peilapparaturen infolge innerer Unsymmetrie und wilder Kopplungen im Gerät selbst, durch Rückstrahlfelder in der Umgebung des Peilers, durch Veränderung der Untergrundbeschaffenheit des Erdbodens, durch Interferenzen von Oberflächen- und Raumwellen und endlich durch Reflektions-, Refraktions- und Beugungserscheinungen in der Atmosphäre. Die offenstehende uns allein interessierende Frage ist nun, welche Größenordnung diese einzelnen Effekte erreichen können.

Die Entwicklung der Peilgeräte ist heute bereits soweit fortgeschritten, daß dieselben bei richtiger Abstimmung und Bedienung keine Fehlerquellen mehr zu bergen brauchen. Man kann also den Fall fehlerhafter Peilapparaturen heute schon als Störquelle ausschalten.

Die anderen Einflüsse können wir für praktische Studien von vornherein einteilen in solche, welche zeitlich konstante Fehlweisungen ergeben, und andere, die Fehlweisungen mit zeitlicher Aenderung erzeugen.

Den zeitlich konstanten Fehlweisungen wird durch Aufnahme von Funkbeschickungskurven für die in Frage kommenden Peilwellen Rechnung getragen. Sie rühren im wesentlichsten von örtlichen Rückstrahlfeldern, wie Bauwerken, Hochspannungsleitungen, Antennen, Eisenbahnen und ähnlichen Störungen her. Ob man besonders starke Störfelder bereits vor Aufnahme der Beschickungskurven durch Kompensationsgebilde, wie sie von H. Maurer und F. A. Fischer mehrfach angegeben wurden, auf ein geringeres Maß zurückführt oder nicht, ist an und für sich belanglos. Günstig ist es immer, da für den Fall, daß die Funkbeschickung große Werte erreicht, auch eine bisher vernachlässigte Abhängigkeit der Beschickungswerte von der Entfernung der zu peilenden Station merklichen Einfluß gewinnen kann. Ich will hier nebenbei nur gleich erwähnen, daß auch diese zeitlich konstant angenommenen Funkbeschickungen natürlich nicht im strengsten Sinne konstant sind, daß auch sie, namentlich nach neuen Bebauungen, von Zeit zu Zeit nachgeprüft werden müssen. Auch die Erdungsverhältnisse selbst spielen eine beträchtliche Rolle hierbei. Es muß von allen Rückstrahlern anzunehmen sein, daß sie nahezu ideal geerdet sind, damit nicht jeder Regenfall oder eine andere Niederschlagsform eine Aenderung der Verhältnisse bewirkt.

Schwierig ist die Einreihung der viel umstrittenen Küstenbrechung. Solange wir nur eine Folge der Tatsache darunter verstehen wollen, daß der Untergrund, also die Oberfläche der Erde, längs einer definierten Linie — in diesem Falle des Küstenstriches — in seiner Leitfähigkeit eine Aenderung erfährt, die im übrigen infolge des erheblichen Größenunterschiedes einem Sprung gleichkommt, muß sie zweifellos hier eingereiht werden. Auch auf dem Festlande sind ähnliche, wenn auch nicht so krasse Grenzen vorhanden. Die Diskussion über diese Erscheinung hat dann, ganz gleichgültig, um welche Größenordnung der Einflüsse es sich handelt, nur theoretisches Interesse, da die Einflüsse in der Funkbeschickung enthalten sein müssen. Die Praxis der Fremdpeilung leidet also nicht darunter. Daß der Effekt keine mit unseren bisherigen Peilern meßbare Größen erreicht, geht m. E. einwandfrei aus einer großen Zahl von Meßreihen hervor, die speziell über bei Ebbe und Flut verschiedenen Wattgebieten zum Teil von der Marineleitung selbst, zum Teil von mir angestellt werden konnten. Diesbezügliche, wohl zuerst von A. Wedemeyer aufgestellte Behauptung konnte insofern ganz bestätigt werden. Es wurde nie ein Unterschied gefunden, sofern ungestörte Wetterlagen vorlagen. Theoretisch ist dem Problem schwer beizukommen, da einwandfreie Lösungen der Maxwellschen Gleichungen für das in Frage kommende Dreimedienproblem bisher nicht möglich sind. Selbst bei Zulassung der optischen Analogie kommt aber auch theoretisch mit den von J. Zenneck gegebenen Leitwerten eine Ablenkung heraus, die die Größenordnung 1/10° nicht überschreitet. Ob man mit E. A. Wedemeyer[5]) den Effekt theoretisch als nicht vorhanden ansehen kann, erscheint mir mit unserer heutigen Erkenntnis noch nicht entscheidbar zu sein. Richtig ist zweifellos die Auffassung, daß die Erdungsverhältnisse am Sender wie auch am Peiler Richtantenneneffekte hervorrufen können, deren Einflüsse einen reinen Küstenbrechungseffekt im oben definierten Sinne stark überdecken. Viele Versuche gerade älteren Datums[6]), die eine Küstenbrechung von merklicher Größenordnung haben ableiten lassen, sind in dieser und anderen Beziehungen unkontrollierbar und daher nicht als Beweise zu werten. Praktische Bedeutung kommt aber, wie gesagt, aus den oben angeführten Gründen diesem Problem nicht zu.

Für die Praxis sehr wichtig sind hingegen alle, zeitlichen Schwankungen unterworfenen, Fehlweisungseffekte. Soweit sie bisher unerfaßbar sind, haben sie meist ihre Ursache in den Einflüssen unserer Erdatmosphäre. Ihre Existenz war vor kurzem noch außerordentlich stark umstritten. Auch heute noch werden sie allgemein von allen Kreisen nur für die Dämmerungs-, allenfalls noch für die Nachtzeiten anerkannt.

Daß auch am Tage und auf kürzeste Entfernungen solche Effekte im engen Zusammenhang mit Besonderheiten unserer Atmosphäre vorhanden sind, habe ich in meinen oben angeführten Veröffentlichungen ausgeführt, bin allerdings dabei auf starken Widerspruch gestoßen. Erst in neuerer Zeit geben auch andere Autoren in verschiedenen Zeitschriften ähnliche Beobachtungen ihrerseits bekannt[7]). Auch bei jetzt durch den Meinungsaustausch veranlaßten Durchsichten des alten Heeresmaterials hat einer

[5]) E. A. Wedemeyer, Zur Küstenbrechung der Funkstrahlen. Ann. d. Hydrographie 57, S. 23, 1929.

[6]) Literatur hierüber siehe im Schriftennachweis der oben zitierten Arbeit von E. A. Wedemeyer.

Digitized by Google

persönlichen Mitteilung von G. Möller, Berlin, zufolge, dieser eine größere Zahl von solchen Einflüssen feststellen können. Die unmittelbaren Ursachen der zeitlichen Schwankungen, die zum Teil recht kurze Perioden haben können, könnten in Aenderungen des Polarisationszustandes der Wellen, in Interferenzeffekten, in Krümmungen des Funkstrahls gegen die Horizontale und ähnlichem zu suchen sein. Auch am Sender selbst braucht die Polarisation durchaus nicht normal zu sein, wie dies beispielsweise bei Flugzeugsendern der Fall ist. Diesen letzten Fall wollen wir aber vorläufig nicht betrachten[7]).

Wie sich die übrigen Effekte auf die verschiedenen Peilsysteme auswirken, muß theoretisch zunächst einmal untersucht werden. Von welchen Vektoren, ob elektrischen oder magnetischen, man hierbei ausgeht, ist gleichgültig, sofern nur die Phasenbedingungen berücksichtigt werden.

Betrachten wir mit A. Esau[8]) zunächst die Richtcharakteristiken $r$ verschiedener Antennengebilde unter der Annahme, daß ein Peilstrahl beliebiger Richtung und von beliebigem Polarisationswinkel auf unser Empfangsgebilde auftrifft. Wir bezeichnen hierzu noch mit $\alpha$ den Einfallswinkel des Strahles, in der Horizontalen zwischen Sender und Peilerstellung gemessen, mit $\beta$ den Einfallswinkel gegen die Horizontale gemessen, und mit $\gamma$ den Winkel, um den die Polarisationsebene aus der Lage normaler Polarisation herausgedreht ist.

Bei der idealen Rahmenantenne ohne Antenneneffekt lautet die Richtcharakteristik

$$r = a\ (\cos\alpha\cdot\cos\gamma + \sin\alpha\cdot\sin\beta\cdot\sin\gamma).$$

$r$ wird gleich Null, wenn $\operatorname{tg}\alpha = -\operatorname{cotg}\gamma\cdot\operatorname{cosec}\beta$. Ist also $\beta$ oder $\gamma$ gleich Null, so ist die Fehlweisung $\mu = \alpha - 90^\circ$ auch gleich Null. Sind $\beta$ und $\gamma$ beide von Null verschieden, so tritt immer eine Fehlweisung ein.

Beim Rahmengoniometer kommen, wenn noch $\vartheta$ den Drehwinkel der Goniometerspule gegen den gleichen Rahmen, auf welchen $\alpha$ bezogen ist, bedeutet, folgende Charakteristiken in Frage:

$$r_1 = a\ (\cos\alpha\cdot\cos\gamma + \sin\alpha\cdot\sin\beta\cdot\sin\gamma)\cdot\cos\vartheta$$
$$r_2 = a\ (\sin\alpha\cdot\cos\gamma + \cos\alpha\cdot\sin\beta\cdot\sin\gamma)\cdot\sin\vartheta$$

Die Charakteristik der Goniometerspule wird also gleich der Summe dieser beiden Einzelcharakteristiken. Hierin wird $r$ gleich Null, wenn die Goniometerspulenstellung gegeben ist durch

$$\operatorname{tg}\vartheta = -\frac{\cos\alpha\cdot\cos\gamma + \sin\alpha\cdot\sin\beta\cdot\sin\gamma}{\sin\alpha\cdot\cos\gamma + \cos\alpha\cdot\sin\beta\cdot\sin\gamma}$$

Auch hier ist die Fehlweisung $\mu = \vartheta - \alpha - 90^\circ$ nur dann gleich Null, wenn mindestens einer der Winkel $\beta$ oder $\gamma$ gleich Null wird. Sind beide von Null verschieden, so ist auch hier immer eine Fehlweisung vorhanden.

Bei der drehbaren Doppelantenne, die früheren Peilsystemen (z. B. in Borkum und Blidselbucht) annähernd in der Funktion entspricht, die also aus zwei absolut gleichen ungerichteten Antennen mit dem Abstand $d$ besteht, wird die Richtcharakteristik

$$r = 2\,a\cdot\cos\beta\cdot\cos\gamma\cdot\sin\left(\frac{\pi\,d}{\lambda}\cdot\cos\alpha\cdot\cos\beta\right)$$

wenn beide Antennen gegeneinander geschaltet sind. Der Ausdruck $\frac{\pi\,d}{\lambda}$ rührt nur von der durch örtliche Trennung der Antennen hervorgerufenen Phasendifferenz her. Macht man durch Drehung des Systems $\alpha = 90^\circ$, so sieht man, daß solange nur $\frac{d}{\lambda} < 1$ ist, bei beliebigem $\beta$ und $\gamma$ stets richtig gepeilt wird.

Diese letztere Antennenart stellt also eigentlich die idealste der drei angeführten Systeme vor. Leider hat sie praktisch eine Reihe von Nachteilen.

In der Praxis der Funkpeilung wird nun die ausschließliche Verwendung des erstgenannten Peilsystems angestrebt, trotzdem die angeführten Fehlweisungsmöglichkeiten bestehen.

Wichtig bleibt aus Vorstehendem zunächst die Feststellung, daß selbst bei einwandfreiem Sender und bei einwandfrei symmetrischem Empfänger der Rahmenpeiler, für den angenommen einfachsten Fall, Fehlweisungen verschiedener Größe geben kann. In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse noch ungleich komplizierter.

Th. Heiligtag[9]) behandelt den Fall des Zusammenwirkens von Strahlen verschiedener Richtung und Phase. Der zu peilende Strahl habe den magnetischen Vektor $H = H_0 \sin\omega t$. Die horizontale Komponente des magnetischen Vektors $Z$ des zweiten Strahls, die nicht in die gleiche Richtung wie der Vektor $\boldsymbol{H}$ zu fallen braucht, sei $Z = Z_0\cdot\sin(\omega t + \varphi)$, wo $\varphi$ die Phasendifferenz darstellt. Das jetzt beispielsweise auf eine ideale Rahmenantenne ohne Antenneneffekt wirkende Feld ist nun kein reines Wechselfeld mehr, sondern ein elliptisches Drehfeld. Der Rahmenpeiler zeigt also ein Minimum an, wenn die Rahmenantenne in die große Achse dieser Drehfeldellipse fällt. Die große Achse wird nicht mehr unbedingt mit dem Vektor $H$ zusammenfallen müssen. Der damit gebildete Winkel ist die beobachtete Fehlweisung. Je nach der Größe der Phasenverschiebung wird man verschiedene Einzelfälle betrachten können. Die Resultate der Diskussion sind kurz die, daß man sowohl falsche als auch wahre Richtungen, und sie beide sowohl mit scharfem als auch verwaschenem Minimum peilen kann.

Das abweichende Verhalten des in der Praxis benutzten Rahmenpeilers mit Hilfsantenne von dem den obigen Betrachtungen zugrunde liegenden idealen Rahmen untersucht F. A. Fischer[10]). Er findet für den allgemeinsten Fall unvollkommenen Untergrundes unter Ausschluß örtlicher Rückstrahlfelder, daß der Rahmenpeiler mit Hilfsantenne stets ein absolutes Minimum zeigt, dessen Richtung aber nicht mit der großen Achse des elliptischen Drehfeldes zusammenfällt. Es braucht aber auch nicht notgedrungen mit

[7]) Siehe hierüber Veröffentlichungen der D. V. L.

[8]) A. Esau, Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen, Ztschr. f. Hochfrequenztechnik **27**, S. 142, 1926.

[9]) Th. Heiligtag, Ueber die Gründe der Mißweisungen beim Richtungsempfang, Jahrb. d. drahtl. Telegr. und Teleph. **21**, S. 77, 1923.

[10]) F. A. Fischer, Ueber das Peilen von Drehfeldern mit Rahmen und Hilfsantennen, Ztschr. f. Hochfrequenztechnik, **30**, S. 23, 1927.

Digitized by Google

der wahren Richtung des Vektors $H$ übereinzustimmen. Also auch hier kann eine Fehlweisung erzeugt werden.

Schon das Vorhandensein einer Welle allein in Erdbodennähe gibt weiter infolge der Ueberlagerung durch die am Erdboden selbst mehr oder weniger vollkommen reflektierten Wellenzüge Möglichkeiten zur Drehfeldentstehung. Während über Seewasser als extrem gutem Leiter der dann resultierende elektrische Vektor senkrecht zur Wasserfläche steht und der magnetische horizontal gelegen ist, liegen die Verhältnisse bei trockenem Boden so, daß nach Zenneck die Neigung der Resultierenden beträchtlich werden kann und infolge der Phasenverschiebungen der Einzelkomponenten Drehfelder auftreten können. Auch diese bewirken möglicherweise Fehlweisungen.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß die elektromagnetischen Wellen sowohl in kürzerer als auch in größerer Entfernung vom Sender— bei der schon mehrere verschiedene Wege durchlaufende Wellen zur Interferenz kommen — Fehlweisungen verschiedenster Größenordnung beim Peilempfang mit dem Rahmenpeiler aufzeigen können. Etwas günstiger ist die Sachlage beim drehbaren Doppelrahmen. Die Verhältnisse sind über Land und Wasser grundsätzlich andere, jedenfalls was Peilungen auf kürzere Entfernungen anbelangt. Auch unvollkommene Reflektionen, Brechungen und Beugungen an bestimmten Schichten unserer Atmosphäre können Fehlweisungen hervorrufen, bei denen der Peiler aber trotzdem ein absolut scharfes Minimum anzeigen würde.

Es wäre nur noch zu untersuchen, welche atmosphärischen Zustände geeignet sind, um diese Effekte in meßbaren Größenordnungen hervorzurufen.

Nach diesen Feststellungen will ich auf die Messungen selbst eingehen. An solchen sind eine große Zahl von Peilungen vorhanden, die auf den Wellenlängen 250 bis 2000 m seit 1925 in Lindenberg selbst gewonnen sind, weiter standen mir durch Vermittlung von Herrn Prof. A. Wedemeyer eine Reihe von Kontrollpeilungen der Deutschen Peilfunkstellen, eine Reihe von Peilungen anläßlich der Auslandreisen unserer Flotte, eine Reihe von gleichzeitigen Gegenpeilungen und eine große Anzahl von Peilungen und Kontrollpeilungen, die ich anläßlich vorliegender Studien im Herbst 1928 in List gewonnen habe, zur Verfügung.

Da es für mich besonders darauf ankam, reichliches Material von gestörten Peilungen zu erhalten, habe ich zunächst bei allen möglichen Wetterlagen darauf geachtet, zeitlich kurzperiodische Schwankungen der Peilrichtung aufzufinden. Ließen sich solche Tage finden, so wurde an diesen ausgiebig beobachtet, während ich an ungestörten Tagen nur hin und wieder Stichproben gemacht habe. Nur so ist es zu erklären, daß ich über einen sehr großen Prozentsatz gestörter Peilungen verfüge. In der Praxis sieht die Lage nicht so schlimm aus, da die Zahl der Witterungsfälle, die uns Störungen bringen, zum Glück nicht allzu groß ist.

Erst später, nachdem ich die Ursachen erkannt hatte, habe ich systematisch bei allen grundverschiedenen Wetterlagen gepeilt, um festzustellen, ob die gefundenen Kriterien tatsächlich alle Fälle von Störungen umfassen. Erst dann habe ich mich von der Beobachtung kurzperiodischer Erscheinungen freigemacht und auch Störungen, die längere Zeit nahezu unverändert anhielten, berücksichtigen können. Das zum Kriterium erforderliche aerologische Material wurde neben den in Lindenberg täglich stattfindenden Fesselaufstiegen den in den aerologischen Berichten publizierten Höhenaufstiegen in Mitteleuropa entnommen.

Die Ergebnisse seien hier kurz zusammengestellt. Kurzperiodische Störungen der Peilrichtung um bis zu 10°, ja in krassen Fällen bis zu 70°, traten stets dann, aber auch fast ausschließlich nur dann auf, wenn eine labile Schichtung der Atmosphäre in den untersten 2000 m vorlag. Höher gelegene Störflächen machten bei Entfernungen bis zu ca. 200 km bei ungefähr 500 m Wellenlänge, bis zu 1000 km bei ungefähr 1800 m Wellenlänge nichts Wesentliches mehr aus. Solche labilen Flächen, meist Aufgleitflächen, wie sie auch direkt augenscheinlich bei Böendurchgängen zutage treten, sind im wesentlichen in den aerologischen Aufstiegen dadurch zu erkennen, daß eine mehr oder minder starke Temperaturgradientänderung mit der Höhe, meist in Form einer Isothermie oder Temperaturinversion vorhanden ist, und in dieser Schicht mit der Höhe zunehmende spezifische Feuchtigkeit vorliegt. Das Hauptkriterium ist das Verhalten der spezifischen Feuchtigkeit. Bei so definierten Wetterlagen kann man immer Peilschwankungen naehweisen. Es ist natürlich klar, daß nicht dieser Zustand selbst, sondern die damit eng verknüpfte Störung der Ionendichte und Ionenbeweglichkeit das für die elektromagnetischen Wellen maßgebende Moment bildet. Die Ursache hierfür liegt aber zweifellos in der Schichtung der Atmospäre.

Erst viel später konnte ich auch Störungen längerer Periode ermitteln, die ebenfalls durch Schichtungen in der Atmosphäre hervorgerufen wurden. Hier waren es größtenteils stabile Aufgleitflächen und stabile Abgleitflächen. Der Effekt, der durch stabile Abgleitflächen hervorgerufen wird, ist außerordentlich klein, wohingegen stabile Aufgleitflächen einen immerhin merklichen Betrag ergeben können, der sich darin zeigt, daß entweder ein langsames Auswandern des Peilstrahls — in einzelnen beobachteten Fällen ein bis zwei Stunden andauernd und bis zu 8° Fehlweisung erreichend — stattfindet, oder daß bei verschiedenen Lagen die oben als zeitlich konstant angenommenen Funkbeschickungen kleinen Aenderungen unterliegen[11]). Die normalen ungestörten Funkbeschickungen können daher nur an Tagen gewonnen werden, an welchen solche Störschichtung in Bodennähe nicht vorhanden ist. Abgleitflächen machen der Peilung nichts aus, sofern nicht gerade die Fläche durch den Empfangsort selbst hindurchgeht.

Der große Einfluß des Verhaltens der spezifischen Feuchtigkeit rückt den Schluß nahe, daß weniger die Ionendichte als gerade die Behinderung der Ionenbeweglichkeit als Störer auftritt.

Geht man nun zu den Dämmerungs- und Nachtschwankungen über, so sieht man, daß, abgesehen von den möglichen Interferenzeffekten, auch diese

[11]) P. Duckert, Abhängigkeit der Funkbeschickung von meteorlogischen Einflüssen. Mitt. d. A. O. Lindenberg, S. 154192.


Digitized by Google

Schwankungen sich durch den Feuchtigkeitseinfluß auf die Ionenbeweglichkeit erklären lassen; denn die starke Aenderung der Feuchtigkeitsverhältnisse nach der Nacht zu ist ja bekannt.

Interessant sind für die Erfassung der Ursachen und Natur der Fehlweisungen die oben angeführten gleichzeitigen Gegenpeilungen, die ich in einer früheren Arbeit[12]) ausführlich behandelt habe. Ich gebe nachstehend die an der zitierten Stelle befindliche Materialzusammenstellung noch einmal ausführlich wieder.

Die Tabelle enthält neben den Standorts- und Zeitangaben noch unter „Fehler B" und „Fehler L" die Fehlweisungen der Bordpeilung und der Landpeilung. Man sieht, daß bei sonst gleicher Größenordnung die Vorzeichen in den meisten Fällen entgegengesetzt sind. Das würde heißen, daß, wie in nebenstehendem Bild dargestellt, der resultierende Peilstrahl scheinbar eine gekrümmte Bahn durchläuft. Einzelne Abweichungen hiervon sind in der zitierten Arbeit diskutiert.

[12]) P. Duckert, Küstenbrechung und Peilschwankung elektromagnetischer Wellen, Beitr. z. Physik d. freien Atm. 14, S. 154, 1928.

Gegenpeilungen „Nymphe", Nordholz, List. März 1927.

| Datum | Zeit | Schiffsort | | Peilstelle | Bordpeilung | | Landpeilung | | Fehler | | Entfernung |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | h m | N | E | | wahres Azimut | Fehler | wahres Azimut | Fehler | B | L | Sm. |
| 3. III. 27. | 02.33 | 54° 28′ | 9° 53′ | Nordholz | 227.1° | — 1.9 | 46.4 | + 1.4 | — 1.4 | + 1.4 | 60 |
| | 02.35 | | | ,, | 227.1° | — 0.9 | | | | | |
| | 13.48 | 54° 28.6′ | 9° 56.3′ | ,, | 227.9° | — 3.1 | 47.2 | + 0.7 | — 2.6 | + 0.7 | 61.5 |
| | 13.49 | | | ,, | 227.9° | — 2.1 | | | | | |
| | 02.50 | 54° 28′ | 9° 54′ | List | 304.3° | + 3.3 | 121.2 | — 3.8 | + 3.8 | — 3.8 | 60 |
| | 15.47 | 54° 28.6′ | 9° 56.3′ | ,, | 302.9° | — 1.1 | 119.8 | + 1.3 | — 1.1 | + 1.3 | 61 |
| 4. III. 27. | 04.45 | 54° 37′ | 10° 10.4′ | Nordholz | 227.5° | — 3.5 | 46.5 | + 3.0 | — 3.5 | + 3.0 | 73.5 |
| 7. III. 27. | 19.37 | 54° 26.2′ | 10° 12.4′ | Nordholz | 235.0° | — 2.0 | | | | | |
| | 19.41 | | | ,, | | — 0.5 | 54.0 | + 0.5 | | | |
| | 19.42 | | | ,, | | — 1.0 | | | — 1.3 | + 0.5 | 67.5 |
| | 19.43 | | | ,, | | — 1.5 | | | | | |
| | 19.44 | | | ,, | | — 1.5 | | | | | |
| | 19.45 | 54° 26.2′ | 10° 12.4′ | List | 300.6° | + 0.6 | 117.6 | + 2.6 | | | |
| | 19.46 | | | ,, | | — 0.4 | | | + 1.3 | + 2.6 | 70.5 |
| | 19.48 | | | ,, | | + 3.6 | | | | | |
| 8. III. 27. | 10.06 | 54° 26.2′ | 10° 12.4′ | Nordholz | 235.0° | 0 | 54.0 | + 0.5 | | | |
| | 10.26 | | | ,, | | — 0.5 | | | — 0.1 | + 0.5 | 67.5 |
| | 10.28 | | | ,, | | 0 | | | | | |
| | 10.29 | | | ,, | | 0 | | | | | |
| 8. III. 27. | 10.14 | 54° 26.2′ | 10° 12.4′ | List | 300.6° | — 0.4 | 117.6 | + 1.1 | | | |
| | 10.20 | | | ,, | | — 2.4 | | | — 2.4 | + 1.1 | 70.5 |
| | 10.23 | | | ,, | | — 4.4 | | | | | |
| | 10.25 | | | ,, | | — 2.4 | | | | | |
| 9. III. 27. | 02.23 | 54° 29.1′ | 10° 14.5′ | Nordholz | 233.9° | — 7.1 | 52.6 | + 0.1 | | | |
| | 02.24 | | | ,, | | — 9.1 | | | — 9.4 | + 0.1 | 71 |
| | 02.25 | | | ,, | | — 12.1 | | | | | |
| | 02.37 | 54° 29.1′ | 10° 14.5′ | List | 297.0° | — 6.0 | 115.0 | 0 | | | |
| | 02.38 | | | ,, | | — 2.0 | | | | | |
| | 02.39 | | | ,, | | — 2.0 | | | — 2.4 | + 0 | 70 |
| | 02.41 | | | ,, | | 0 | | | | | |
| | 02.43 | | | ,, | | — 2.0 | | | | | |
| 10. III. 27. | 05.50 | 54° 29.3′ | 10° 14.8′ | Nordholz | 233.9° | + 1.9 | 52.4 | — 2.1 | + 1.9 | — 2.1 | 71 |
| | 13.24 | | | ,, | 233.9° | + 0.4 | 52.4 | — 0.1 | | | |
| | 13.26 | | | ,, | | + 0.9 | | | + 0.4 | — 0.1 | 71 |
| | 13.28 | | | ,, | | — 0.1 | | | | | |
| | 05.54 | 54° 29.3′ | 10° 14.8′ | List | 297.0° | 0 | 115.0 | 0 | 0 | 0 | 70 |
| | 13.39 | | | ,, | 297.0° | + 11.0 | 115.0 | 0 | | | |
| | 13.42 | | | ,, | | + 10.0 | | | + 10.0 | + 0 | 70 |
| | 13.44 | | | ,, | | + 9.9 | | | | | |
| 14. III. 27. | 13.42 | 54° 33.3′ | 10° 18.5′ | Nordholz | 232.0° | 0 | 51.1 | + 0.6 | — 0.5 | + 0.6 | 75 |
| | 13.44 | | | ,, | | — 1.0 | | | | | |
| 17. III. 27. | 15.38 | 54° 23′ | 10° 11′ | Nordholz | 236.9° | — 1.1 | 56.2 | — 0.3 | — 1.1 | — 0.3 | 65 |
| | 15.57 | 54° 23′ | 10° 11′ | List | 303.1° | + 1.1 | 120.1 | — 0.9 | + 1.1 | — 0.9 | 73 |

Digitized by Google

Als Ursachen der Fehlweisungen konnten auch hier stets langerstreckte Gleitflächen der oben definierten Art, meist labile Flächen aufgleitender Luft in unserer Atmosphäre ermittelt werden.

Als interessant mag in diesem Zusammenhang erwähnt werden, daß eine 1½jährige Reihe von automatischen Peilungen der atmosphärischen Störgeräusche gerade die gleichen Aufgleitflächen als Störherde erkennen läßt. Diese Ergebnisse werden demnächst an anderer Stelle publiziert werden.

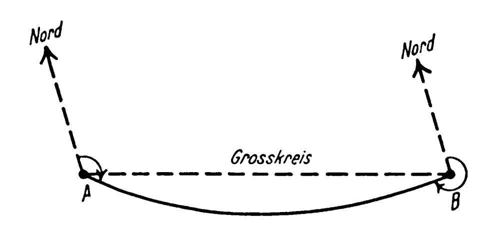
Die als Ursachen der Fehlweisungen erkannten Schichtungen der Atmosphäre, speziell die des labilen Aufgleitens, brauchen nicht immer aus der Wetterlage heraus bedingt zu sein, sie treten im Gegenteil auch sehr häufig rein orographisch veranlaßt auf, sei es durch Gebirge, durch Wälder mit hohem Bestand oder auch durch die Küste. Hierin liegt nun eine der unangenehmsten Störursachen der Funkpeilung; einmal, weil das Vorhandensein dieses Zustandes nicht immer durch eine Wetterdiagnose festgelegt werden kann, zum anderen aber auch, weil die hierdurch ermöglichten Fehlweisungen zum Teil große Beträge erreichen können. Einflüsse dieser Art habe ich besonders auffällig im Herbst 1928 in List beobachten können.

Ein paar Werte einer großen Zahl solcher Meßreihen seien hier wiedergegeben, da sie ganz typisch für orographischen Küsteneinfluß sind und auch gleichzeitig die Größenordnung der Fehler, mit denen wir es zu tun haben, dartun. List peilt hierbei die Station Nordholz auf der 800-m-Welle

| am 28. August 1928 | unbeschickt in |
|---|---|
| 09.15 MEZ | 174.0 |
| 09.18 | 172.5 |
| 10.46 | 166 |
| 10.48 | 165 |
| 10.49 | 163 |
| 11.42 | 166.5 |
| 11.57 | 166.5 |
| 12.09 | 167 |
| 16.54 | 172.3 |
| 17.36 | 172.5 |

Dieser indirekte „Küsteneffekt" kann bei bestimmten Wetterlagen und passenden Windrichtungen und -stärken direkt Küstenbrechungen vortäuschen.

Interessant wirken sich all diese vielen möglichen Einzelstörungen aus, wenn man Peilungen von drei Stationen aus durchführt, wie dies vom Peilfunkstellennetz der Deutschen Bucht stets geschieht. Die Größe der Fehlerdreiecke und die Lage des Schiffsortes hierzu gestatten dann, zum Teil recht wichtige Schlüsse auf die Wetterlage zu ziehen. Eine solche Meßreihe, die augenblicklich in einer größeren Arbeit[13]) im Manuskript den interessierten Stellen vorliegt, wird demnächst publiziert werden. Auch über Zusammenhänge mit Feldstärkeänderungen ist an dieser Stelle berichtet.




Scheinbare Ablenkung des Peilstrahles vom Großkreis, veranlaßt durch eine meteorologische Grenzschicht!

**Zusammenfassung.**

Nach Betrachtungen über die theoretische Möglichkeit von Fehlweisungen, die sowohl in der Natur als auch in der Methode der Richtungsbestimmung bedingt sind, werden die Ergebnisse längerer Beobachtungsreihen referiert. Bestimmte labile Luftschichtungen, sowie stabile Luftkörpergrenzen in unserer Atmosphäre — bedingt durch die Wetterlage — oder aber auch durch die Orographie des Geländes bewirkte labile Schichtungen der Atmosphäre wirken als Störflächen der Funkpeilung. Besonders Aufgleitflächen mit ihren Feuchtigkeitserscheinungen spielen eine große Rolle. Labile Aufgleitflächen geben besonders kurzperiodische Richtungsschwankungen des Peilstrahls. Einzelne Beispiele zur Abschätzung der Größenordnung der Effekte werden gegeben, im übrigen wird auf die zitierten Arbeiten verwiesen.

Trotz dieser Ergebnisse, so schlimm dieselben für die Funkortung auch ausgefallen sind, besteht aber keine Veranlassung zur Ablehnung der zur Richtungsbestimmung benutzten Methoden, da zum Glück die Teilstörungen veranlassenden Witterungskonstellationen nicht allzu häufig gegeben sind.

[13]) P. Duckert, Funkfehlweisungen und Feldstärkeänderungen elektromagnetischer Wellen bei verschiedenen atmosphärischen Zuständen. (Ergebnisse einer Studienreise nach List im Herbst 1928.)

---

# Referate.

**M. J. O. Strutt.** Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften. (Ann. d. Physik (5) **1**, S. 721—772, 1929.)

A. Elektrische Antennen.

B. Magnetische Antennen.

Die bisherigen theoretischen Arbeiten über die Strahlung von Antennen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen.

a) unendlich leitende Erde, Antennenlänge und Höhe zu Wellenlänge sehr klein (Abraham),

b) endlich leitende Erde, Antennenlänge und Höhe zu Wellenlänge sehr klein (Sommerfeld und Schüler),

c) unendlich leitende Erde, Antennenlänge und Höhe zu Wellenlänge endlich.

Die unter (b) genannten Arbeiten befassen sich ausschließlich mit Strahlung unter sehr kleinem Winkel $\psi$ mit der Erde (so klein, daß $\sin\psi \sim \psi$).

Die vorliegende Arbeit bezweckt die Beantwortung der folgenden Fragen:


Digitized by Google

1. Welchen Einfluß hat die endliche Leitfähigkeit der Erde auf die Strahlung vertikaler und horizontaler elektrischer und magnetischer Antennen unter endlichem Strahlungswinkel mit der Erde, also auf das Strahlungsdiagramm?

2. Welcher Bruchteil der gesamten Strahlungsleistung geht im Erdboden verloren?

3. Wie ändert sich die nützliche Strahlungsleistung in den oberen Halbraum hinein mit zunehmender Antennenhöhe über der Erde?

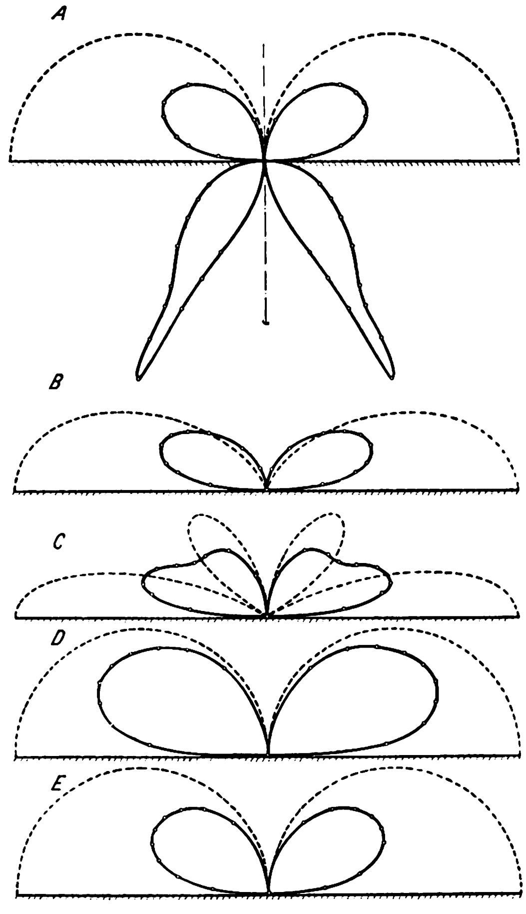



Bild 1.
Strahlung vertikaler elektrischer Dipole als Funktion der Höhe über der Erde und der Bodeneigenschaften
*A*: Dipol auf nicht leitender Erde ($n^2 = 4$) (ausgezogen) und unendlich leitender Erde (punktiert); untere Partie Strahlung in die Erde hinein.
*B*: Schlecht leitende Erde ($n^2 = 4$); Dipolhöhe gleich einer viertel Wellenlänge
*C*: Dieselbe Erde; Höhe eine halbe Wellenlänge
*D*: Höhe Null; Wasser ($n^2 = 80$)
*E*: Höhe Null; mäßig leitende Erde ($n^2 = 6 - 5i$)
Punktiert immer unendlich leitende Erde

4. Ist eine horizontale oder eine vertikale Antenne unter sonst gleichen Umständen in bezug auf die nützliche Strahlung und auf Nutzeffekt (nützliche Strahlung durch Gesamtstrahlung) günstiger?

5. Ist eine elektrische oder eine magnetische Antenne unter sonst gleichen Verhältnissen günstiger in bezug auf Nutzeffekt (nützliche Strahlung durch Gesamtstrahlung)?

Bisher wurde durch W e y l und später unabhängig durch E c k e r s l e y nur die Frage 1 formell für vertikale elektrische Dipole beantwortet, ohne auf zahlenmäßige Verhältnisse einzugehen.

In der vorliegenden Arbeit wird zur Berechnung der Strahlung ein asymptotisches Integrationsverfahren benutzt, das in einfacher Weise die Glieder der Ordnung $R^{-1}$ ($R$ = Abstand vom Sender) für Dipole und Antennen jeglicher Art anzugeben gestattet.

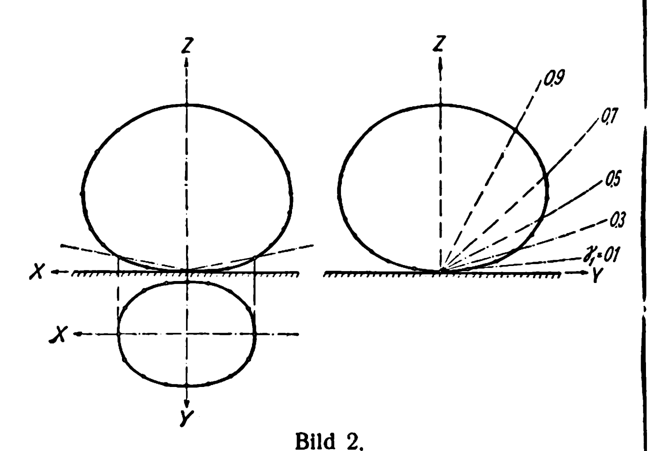



Bild 2.
Strahlung eines horizontalen elektrischen Dipoles mit der Achse parallel zu X, über schlecht leitender Erde mit $n^2 = 4$; Höhe Null

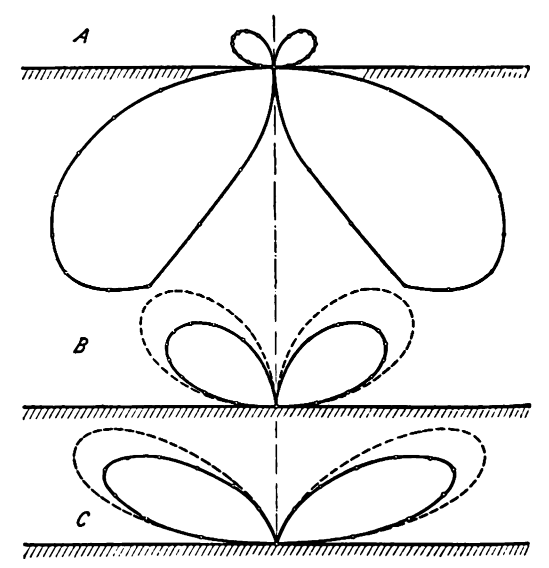



Bild 3.
Strahlung vertikaler magnetischer Dipole (Spulenachse vertikal) für schlecht leitende Erde mit $n^2 = 4$ (ausgezogen) und für unendlich leitende Erde (punktiert)
*A*: Dipol auf der Erde (bei unendlich leitender Erde Strahlung hier Null). Untere Partie: Strahlung in die Erde hinein
*B*: Höhe gleich einer viertel Wellenlänge
*C*: Höhe gleich einer halben Wellenlänge

Der Einfluß der Erde auf die Strahlung drückt sich in den Formeln aus durch einen komplexen Brechungsindex $n^2$:

$$n^2 = \varepsilon - \lambda \sigma \sqrt{-1},$$

wo $\varepsilon$ die dielektrische Konstante der Erde,

$\sigma$ die Leitfähigkeit der Erde in geeigneten Einheiten (Tab. 1),

$\lambda$ die Wellenlänge in Metern, gemessen in Luft

bezeichnen.

Digitized by Google

Bei bedeutenden dielektrischen Verlusten in der Erde verhält sich $n^2$ als Funktion von $\lambda$ wesentlich anders, als aus der obigen Formel folgt.

Tabelle Nr. 1.

| | $\sigma$ | $\varepsilon$ |
|---|---|---|
| Seewasser | 60 | 80 |
| Süßwasser | 0,06 | 80 |
| Nasser Boden | 0,3 | 10 |
| Trockner Boden | 0,006 | 4 |

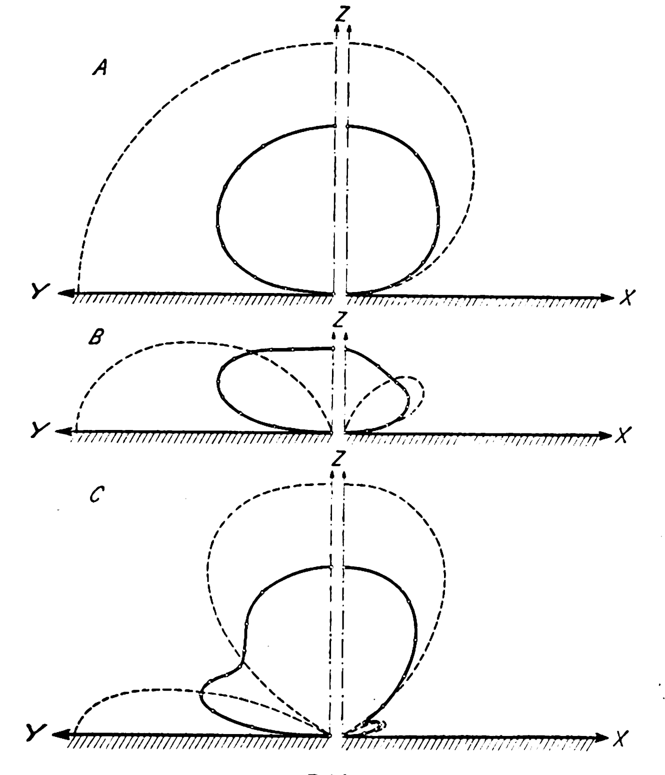



Bild 4.
Strahlung horizontaler magnetischer Dipole, deren Achse (Spulenachse) parallel zu X ist
*A*: Höhe Null über schlecht leitender Erde mit $n^2 = 4$
*B*: Höhe über dieser Erde gleich einer viertel Wellenlänge
*C*: Höhe über dieser Erde gleich einer halben Wellenlänge
Punktierte Kurven bei unendlich leitender Erde

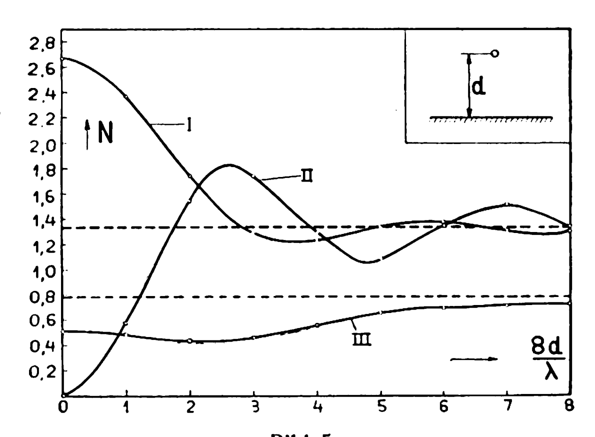



Bild 5.
Gesamtstrahlung elektrischer Dipole in den oberen Halbraum hinein als Funktion der Höhe $d$ über der Erde, gemessen an der Wellenlänge $\lambda$
I vertikaler Dipol; unendlich leitende Erde
II horizontaler Dipol; unendlich leitende Erde
III vertikaler Dipol; schlecht leitende Erde mit $n^2 = 4$

Formelmäßig wird die Strahlung vertikaler und horizontaler elektrischer und magnetischer Dipole und Antennen beliebiger Länge und Höhe angeschrieben. Diese Formeln werden durch die Bilder 1—4 illustriert.

Die Strahlung horizontaler Dipole und Antennen ist im allgemeinen elliptisch polarisiert, wobei die Polarisationsrichtung vom Azimut mit der Dipolachse und vom Strahlungswinkel mit der Erde abhängt.

Die Bilder 5 und 6 illustrieren die Antwort auf die Fragen 2, 3, 4 und 5. Sie werden ergänzt durch die Tabelle 2.

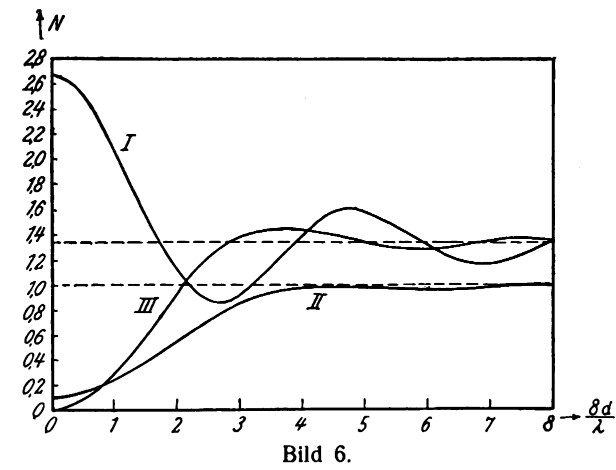



Bild 6.
Gesamte Strahlung in den oberen Halbraum hinein für magnetische Dipole als Funktion der Erhebung $d$ über der Erde, gemessen an der Wellenlänge $\lambda$
Kurve I: horizontaler magnetischer Dipol, unendlich leitende Erde
Kurve II: vertikaler magnetischer Dipol über Erde mit $n^2 = 4$ (schlecht leitend)
Kurve III: vertikaler magnetischer Dipol über unendlich leitender Erde

Tabelle 2.
Nützliche Strahlung in den oberen Halbraum hinein als Funktion der Dipolhöhe d über der Erde durch die Wellenlänge $\lambda$.

| $n^2$ | $d/\lambda$ | 0 | $\infty$ (prakt. $\gg 1$) | Nützl. Strahlung / Gesamt Strahl. für $\frac{d}{\lambda} = \infty$ |
|---|---|---|---|---|
| 80 | vert. elektr. Dipol | 1,354 | ,863 | ,646 |
| 80 | vert. magn. „ | <,01 | 1,234 | ,925 |
| 4 | vert. elektr. „ | ,512 | ,776 | ,582 |
| 4 | vert. magn. „ | ,094 | 1,000 | ,750 |
| $6-5\sqrt{-1}$ | vert. elektr. „ | ,680 | ,785 | ,589 |
| $6-5\sqrt{-1}$ | vert. magn. „ | <,05 | 1,120 | ,840 |
| 4 | hor. elektr. „ | ,216 | ,873 | ,655 |
| 4 | hor. magn. „ | ,856 | ,763 | ,571 |
| $\infty\sqrt{-1}$ | vert. elektr. „ | 8/3 | 4/3 | 1 |
| $\infty\sqrt{-1}$ | vert. magn. „ | 0 | 4/3 | 1 |
| $\infty\sqrt{-1}$ | hor. elektr. „ | 0 | 4/3 | 1 |
| $\infty\sqrt{-1}$ | hor. magn. „ | 8/3 | 4/3 | 1 |

Hierbei wurde als Maß für die Strahlung stets die gleiche Größe $N$ benutzt, sodaß die Zahlen unmittelbar vergleichbar sind. Beim Vergleich elektrischer und magnetischer Dipole ist die Größe:

$$\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \cdot \left(\frac{\lambda^2}{2\pi F w}\right)^2 \cdot \frac{J_{el}^2}{J_{magn}^2} = 1$$

Digitized by Google

gesetzt, wo

$l$ die Länge des elektrischen Dipols ($l \ll \lambda$),
$w$ die Windungszahl des magnetischen Dipols,
$F$ die umströmte Fläche des magnetischen Dipols,
$J$ die Ströme in den Dipolen

bezeichnen.

Der Strahlungswiderstand in Ohm ergibt sich aus Tabelle 2 für elektrische Dipole zu:

$$\mathfrak{R} = 60\,\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 N \text{ Ohm},$$

und für magnetische Dipole zu:

$$\mathfrak{R} = \frac{60 \cdot 4\,\pi^4 \cdot F^2 \cdot w^2}{\lambda^4} N \text{ Ohm}.$$

Vertikale magnetische Dipole sind in bezug auf Nutzeffekt (nützliche Strahlung durch Gesamtstrahlung) den vertikalen und horizontalen elektrischen gleicher Stärke für alle Bodenarten überlegen, wenn $d \leq \lambda$ ist. Unter diesen Umständen sind horizontale magnetische Dipole den elektrischen Dipolen unterlegen; weiter sind horizontale elektrische Dipole besser als vertikale elektrische Dipole und vertikale magnetische Dipole besser als horizontale magnetische Dipole. M. J. O. Strutt.

**E. Giebe** und **A. Scheibe.** Aufstellung einer neuen Frequenzskala für elektrische Schwingungen. Bericht über die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1928. S. 29—33.

Die praktischen Anforderungen an die Genauigkeit von Frequenzmessungen sind, durch die Entwicklung des Rundfunks bedingt, in den letzten Jahren sehr stark gestiegen, so daß die absolute Genauigkeit der in den Jahren 1920—23 neu aufgestellten Frequenzskala der P. T. R., die in einem aus Thomsonschen Schwingungskreisen bestehenden Normalfrequenzmesser festgelegt wurde, den Anforderungen nicht mehr genügt. Unter Berücksichtigung der zeitlichen Inkonstanz der Normal-Kondensatoren und -Spulen wurde die absolute Genauigkeit zu 1 bis $2 \cdot 10^{-4}$ angegeben; jetzt erscheint eine 10fach größere Genauigkeit notwendig und unter Benutzung der piezoelektrischen Resonatoren auch erreichbar.

Die neue Frequenzskala soll folgendermaßen festgelegt werden:

1. Durch einen Fundamentalpunkt verhältnismäßig niedriger Frequenz (1560 Hz), die sich durch Zeitmessung mittels Chronographen möglichst genau absolut bestimmen läßt;

2. durch eine größere Anzahl leuchtender Quarzresonatoren als Festpunkte, die über den ganzen in Betracht kommenden Frequenzbereich von etwa $10^3$ bis $10^7$ Hz verteilt sind und mit Hilfe von harmonischen Oberschwingungen auf den Fundamentalpunkt bezogen werden;

3. durch den bisherigen Normal-Frequenzmesser mit kontinuierlicher Skala, der entweder direkt oder über die Quarzresonatoren auf den Fundamentalpunkt bezogen wird und jederzeit leicht mit Hilfe der Quarzresonatoren nachkontrolliert werden kann.

Als Fundamentalpunkt (1560 Hz) soll ein durch Stimmgabel gesteuerter Röhrensender dienen. Ein solcher Stimmgabelsender nach Prof. Karolus wurde der P. T. R. von der Telefunken-Gesellschaft zur Verfügung gestellt und wird auf Frequenzkonstanz geprüft. Die bisherigen Untersuchungen, die sich im wesentlichen auf die Prüfung der Frequenzkonstanz in kürzeren Zeitabschnitten erstreckten, haben in dieser Beziehung günstige Resultate ergeben.

Über die Konstanz der longitudinal schwingenden Quarzresonatoren liegen einige über mehrere Jahre sich erstreckende Erfahrungen vor. Vier solcher Resonatoren von 231 000 bis 748 000 Hz wurden in diesen Jahren wiederholt mit dem Normalfrequenzmesser gemessen, die Resultate werden in einer Tabelle mitgeteilt. Hieraus ergibt sich, daß die Abweichungen der Einzelmessungen vom Mittelwert aller Messungen jedes Resonators nur in zwei Fällen $5 \cdot 10^{-5}$ überschreiten; die Schwankungen betragen im Mittel $\pm$ 2 bis $3 \cdot 10^{-5}$ und sind zum größeren Teil auf Änderungen der bisherigen Frequenzskala (Normalfrequenzmesser) zurückzuführen. Die Quarzresonatoren sind nicht alle gleich empfindlich; die Abstimmgenauigkeit beträgt im allgemeinen $1—2 \cdot 10^{-5}$, bei besonders empfindlichen Resonatoren einige Millionstel.

Über die transversal schwingenden Quarzresonatoren für Frequenzen von $10^3$ bis $3 \cdot 10^4$ Hz liegen derartige Erfahrungen noch nicht vor. In der Tabelle 1 sind Abmessungen für einige dieser Resonatoren mitgeteilt, die sich für einen vorgegebenen Frequenzwert mit einer Sicherheit von weniger als 0,5% vorausberechnen lassen. Bei den Beispielen der Tabelle wird nicht die Grundschwingung sondern die erste Oberschwingung angeregt.

Tabelle 1.

| Nennwert der Frequenz | Näherungswerte der Stabdimensionen: Länge | Dicke: parallel zur Schwingungsrichtung | Dicke: senkrecht zur Schwingungsrichtung |
|---|---|---|---|
| Hz | mm | mm | mm |
| 4 000 | 123,8 | 4 | 1,5 |
| 5 000 | 110,7 | 4 | 1,5 |
| 6 000 | 100,9 | 4 | 1,5 |
| 8 000 | 87,1 | 4 | 1,5 |

Die Vergleichung der Frequenz dieser Resonatoren mit dem Fundamentalpunkt erfolgt mit Hilfe des Normalfrequenzmessers und eines als Meßsender dienenden Hilfssenders, der abwechselnd nach der Überlagerungsmethode auf eine Oberschwingung des Stimmgabelsenders oder eine Oberschwingung des den Leuchtresonator erregenden Senders $Q$ abgestimmt wird. Das Verfahren schaltet den absoluten Fehler des Frequenzmessers, Temperatureinfluß usw. aus. Die Resultate einer solchen Meßreihe, deren Dauer etwa 2 Stunden betrug, sind in der Tabelle 2 verzeichnet. Bei jeder Einzelmessung wurde der erregende Sender $Q$ erneut nach der Leuchtmethode auf die Resonatorfrequenz abgestimmt; aus den geringen Abweichungen vom Mittelwert, die im Höchstfall noch nicht $1 \cdot 10^{-6}$ betrugen, geht zur Genüge hervor, wie groß die Abstimmgenauigkeit ist.

Digitized by Google

Tabelle 2.

| Messung Nr. | Einzelwerte der Frequenz | Abweichung vom Mittelwert absolut | relativ |
|---|---|---|---|
| | Hz | Hz | $\cdot 10^{-6}$ |
| 1 | 5960,15 | —0,03 | —5 |
| 2 | 5960,15 | —0,03 | —5 |
| 3 | 5960,18 | +0,01 | +2 |
| 4 | 5960,20 | +0,03 | +5 |
| 5 | 5960,20 | +0,03 | +5 |
| 6 | 5960,13 | —0,05 | —8 |
| 7 | 5960,23 | +0,05 | +9 |
| 8 | 5960,15 | —0,02 | —4 |

Mittelwert der Frequenz: 5960,17 Hz.
Mittlerer Fehler der Einzelmessungen: $\pm 6 \cdot 10^{-6}$.
Mittlerer Fehler des Mittelwertes: $\pm 2 \cdot 10^{-6}$.

Der Temperaturkoeffizient wurde für diese Transversal-Resonatoren im hörbaren Frequenzbereich zu etwa $-5 \cdot 10^{-6}$/Grad zwischen 7 und 20 Grad C bestimmt; er ist also 20 mal kleiner als bei den gewöhnlichen Stimmgabeln. Die Longitunal-Resonatoren verhalten sich noch günstiger; eine Änderung der Eigenfrequenz bei einer Temperaturänderung von 0 auf 20 Grad C konnte mit den bisherigen Mitteln nicht sicher nachgewiesen werden. Der Temperaturkoeffizient ist wahrscheinlich von der Größenordnung $1 \cdot 10^{-6}$/Grad. Im Einklang hiermit steht die Berechnung dieses Temperaturkoeffizienten mit Hilfe des Temperaturkoeffizienten der Transversal-Resonatoren zu $+ 1 \cdot 10^{-6}$/Grad. Demgegenüber besitzen Quarzoszillatoren einen mehr als zehnmal größeren Temperaturkoeffizienten. A. Scheibe.

**R. H. Worrall** u. **R. B. Owens.** Die Frequenznormale der amerikanischen Marine. (The Navy's primary frequency standard). Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 778—793, 1928.

1. Die Frequenznormale besteht aus einem Generator der Form von Bild 1 mit Steuerung durch einen piezo-elektrischen Quarz. Die Verwendung einer Induktanz mit geringer verteilter Kapazität, aber ohne besonderen parallel geschalteten Kondensator, hat den Zweck, die Amplitude der Harmonischen möglichst

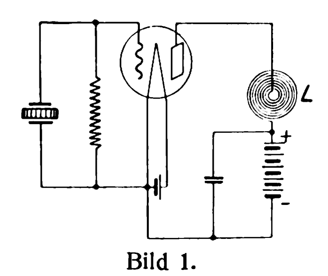


Bild 1.

wenig von derjenigen der Grundschwingung verschieden zu machen. Bedingung für einen solchen Generator ist aber, daß die Eigenfrequenz der Anodenspule größer ist als diejenige des Quarzes.

Die Eigenfrequenz des Quarzes ist ca. $2{,}5 \cdot 10^4$/sec. Für ganz hohe Frequenzen ist eine zweite Frequenznormale von der Frequenz $2{,}50 \cdot 10^5$/sec im Gebrauch. Was die Konstanz dieses Oszillators betrifft, so ändert sich seine Frequenz um ca. $10 \cdot 10^{-6}$, wenn die Anodenspannung um 5% variiert. Eine Aenderung der Heizspannung um 10% bringt keine nachweisbare Aenderung der Frequenz hervor. Ersetzt man eine Röhre durch eine andere derselben Type, so kann dadurch eine Frequenzänderung von im Maximum $200 \cdot 10^{-6}$ verursacht werden. Man probiert deshalb eine Reihe von Röhren aus, die dieselbe Frequenz geben, und behält sie als Reserveröhren. Der Temperaturkoeffizient des Quarzes in seinem Halter ist kleiner als $10 \cdot 10^{-6}$ pro Grad. Tatsächlich wird die Temperatur automatisch konstant gehalten.

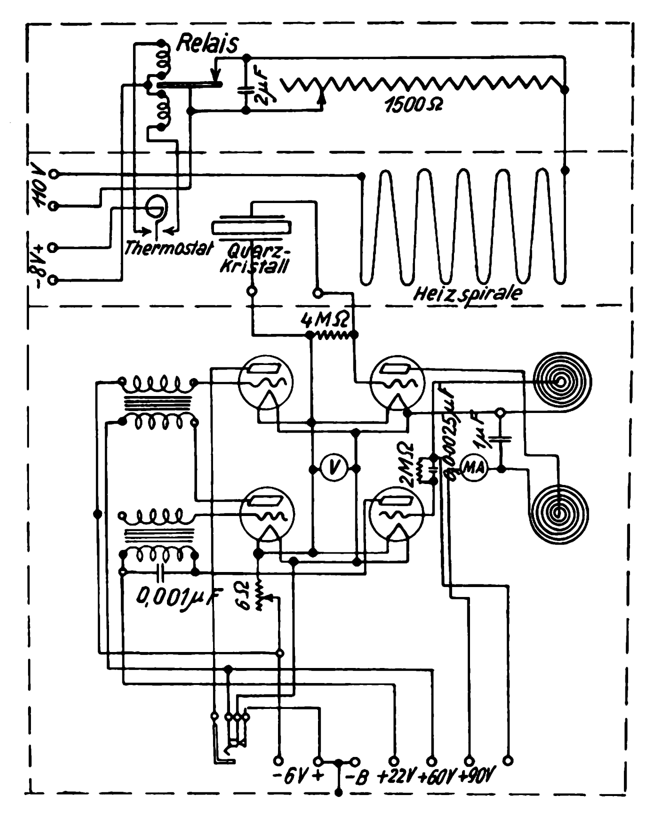


Bild 2.

2. Soll nach dieser Frequenznormale ein anderer Generator, z. B. ein Wellenmesser geeicht werden, so geschieht dies mit Hilfe der Schwebungen des Generators mit einer der Harmonischen des Normaloszillators.

Um dies zu erleichtern und um den dafür nötigen Detektorkreis und Niederfrequenzverstärker immer gebrauchsbereit und immer in derselben Kopplung mit dem Normal-Oszillator zu haben, befindet sich der Normal-Oszillator zusammen mit der Heizvorrichtung zur Konstanthaltung der Temperatur und mit den Detektor- und Verstärkerkreisen in einem leicht transportablen Kasten, dessen Innenschaltung Bild 2 zeigt.

Die Harmonischen des Normal-Oszillators sind so kräftig, daß sie bis zur 200. zur Eichung ausgenützt werden.

3. Geeicht wird der Normal-Oszillator von der Frequenz $2{,}5 \cdot 10^4$/sec durch den Vergleich mit einer Harmonischen einer 500-Perioden-Maschine, die durch einen von einer großen Batterie gespeisten Gleichstrommotor mit automatischer Konstanthaltung der Drehzahl auf möglichst konstanter Frequenz gehalten wird. Durch eine Uebersetzung ist mit dem Motor verbunden eine Schreibtrommel, auf der die

Digitized by Google

Sekundenzeichen eines sehr zuverlässigen und stets genau kontrollierten Chronometers mittels Chronographen aufgeschrieben werden. Aus der Neigung der Punktreihen auf der Trommel gegen die Trommelachse kann die Umdrehungszahl der 500-Perioden-Maschine bis zu einer Genauigkeit von ca. $10 \cdot 10^{-6}$ bestimmt werden.

4. Die tragbare Frequenznormale von Bild 2 gestattet die Bestimmung der Frequenz eines Quarz-Kristalls mit Hilfe eines Wellenmessers mit einer Genauigkeit von ca. $20 \cdot 10^{-6}$.

Zum Vergleich mit der Normalen der Bell Tel. Lab. wurde die Marine-Frequenznormale nach New York gebracht. Es zeigte sich, daß die beiden Frequenznormalen sich um nicht mehr als $12 \cdot 10^{-6}$ voneinander unterschieden. J. Zenneck.

**L. P. Wheeler** und **W. E. Brown.** Eine neue Art des piezo-elektrischen Normal-Oszillators. (A new type of standard frequency piezo-electric oscillator.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1035—1044, 1928.

Die bisherigen Quarzoszillatoren, bei denen der piezo-elektrische Quarz mit einer Röhre mehr oder weniger fest gekoppelt ist, hatten den Nachteil, daß die erzeugte Frequenz nicht allein durch den Quarz bestimmt war, sondern auch noch durch die Kapazität Gitter—Anode der Röhre beeinflußt werde. Das gilt nicht nur insofern, als diese Kapazität einen Zusatz zu der Kapazität des Systems bildet, sondern auch deshalb, weil sie als Kopplungselement wirkt und als solches die Frequenz ändern kann. Der Hauptzweck bei der neuen Anordnung ist, den Einfluß der Röhrenkapazität auszuschalten und die Röhre nur als Verstärker zu benützen.

Bei der neuen Methode liegt der Quarzstab, der Transversalschwingungen ausführen soll, in seinen Knotenlinien auf starken Seitenfäden auf, die von Metallfedern getragen werden. Befindet sich die Quarzplatte in Schwingungen, so treten an den Enden des Stabes piezo-elektrische Ladungen auf. Den Stabenden gegenüber liegen Elektroden, in denen durch die piezo-elektrischen Ladungen des Stabes Ladungen influenziert werden. Diese Elektroden stehen in Verbindung mit Gitter und Kathode der Eingangsröhre eines Vielfach-Verstärkers. Im Anodenkreis der Ausgangsröhre desselben Verstärkers befindet sich ein Lautsprecher, der Luftschwingungen in einem akustischen Resonator (Metallröhre von verstellbarer Länge) hervorruft. Am Ende dieses Resonators ist die Quarzplatte bzw. der Quarzstab angebracht, so daß also die Luftschwingungen darauf einwirken und die Schwingungen unterhalten. Das Rückkopplungselement ist also hier die Luftsäule in dem Resonator. Diese Rückkopplung kann sehr lose gemacht werden, ebenso kann der Abstand der Elektroden, die den Enden des Quarzstabes gegenüberliegen, verhältnismäßig groß (bei einer Frequenz von 1000/sec mehrere cm) sein. Infolge davon erhält man mit größter Annäherung die Frequenz der Eigenschwingungen des Quarzstabes.

Die Anordnung eignet sich nur für niedere oder mittlere Frequenz. Bei den Versuchen war die Frequenz ungefähr 1000/sec. Um sie zu messen, läßt man die Schwingungen auf einen Verstärker wirken und betreibt mit dessen Ausgangsstrom einen Synchronmotor und durch diesen mit der nötigen Uebersetzung eine Uhr, deren Gang durch einen Registrierapparat mit den drahtlosen Zeitzeichen verglichen wird. J. Zenneck.

**J. R. Harrison.** Schwingungskreise mit piezo-elektrischem Quarz und Doppelgitterröhre. (Piezo-electric oscillator circuits with four-electrode tubes.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1455—70, 1928.

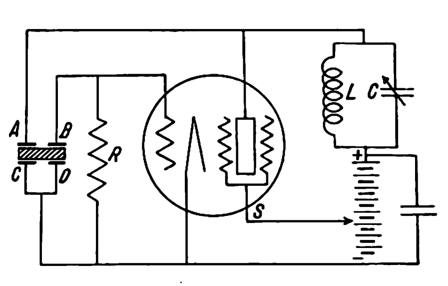


Bild 1.

Der Verfasser beschreibt einige Schaltungen für einen Schwingungskreis mit einer Schutzgitterröhre, der durch einen Quarzoszillator gesteuert wird. Er empfiehlt besonders die folgenden:

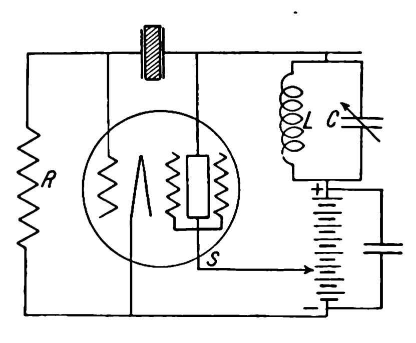


Bild 2.

Bei der ersten (Bild 1) hat der Kristall zwei Elektrodenpaare; er besorgt die Rückkopplung zur Aufrechterhaltung der Schwingungen. Bei der zweiten

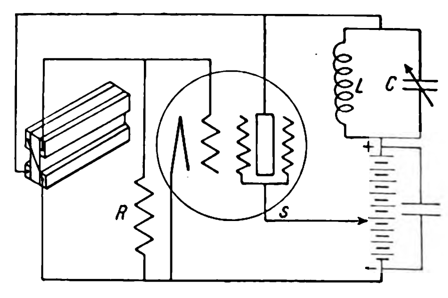


Bild 3.

(Bild 2) ist der Kristall nur mit zwei Elektroden versehen; er befindet sich zwischen Steuergitter und Anode. Beide Schaltungen sollen sich dadurch auszeichnen, daß die Schwingungsleistung, die sie liefern, größer ist als bei den Eingitterröhren. Außerdem rühmt der Verfasser, daß bei ihnen die Schwingungen besonders leicht ansprechen. Dabei ist die Schaltung von Bild 1 insofern derjenigen von Bild 2 vorzuziehen, als bei ihr die Frequenz weniger durch die

Digitized by Google

Aenderung der Kreiskonstanten beeinflußt wird als bei Bild 2.

Die Schaltungen lassen sich natürlich ziemlich vielseitig variieren. Will man aber den Kristall mit nur zwei Elektroden verwenden, wie bei Bild 2, so geht es nicht an, ihn zwischen Gitter und Heizfaden einzuschalten. Denn in diesem Falle findet ja bei einer

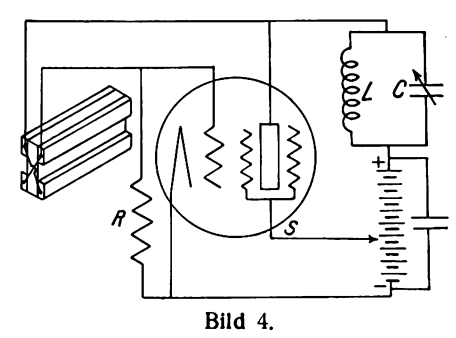



Bild 4.

Eingitterröhre die Rückkopplung durch die Innenkapazität Steuergitter—Anode statt. Diese ist aber bei Schutzgitterröhren sehr stark reduziert — das ist ja gerade der Witz der Schutzgitterröhren.

Wenn man die Biegungsschwingungen des Quarzes, die viel niedere Frequenz haben als die Longitudinalschwingungen, ausnützen will, so sind die Schaltungen von Bild 1 bzw. 2 in diejenigen von Bild 3 bzw. 4 umzuändern. J. Zenneck.

**A. Hund.** Bemerkungen über Quarzplatten, Wirkung der Luftschicht und Erzeugung von Niederfrequenz. (Notes on quartz plates, air gap effect and audio frequency generation.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1072 bis 1076, 1928.

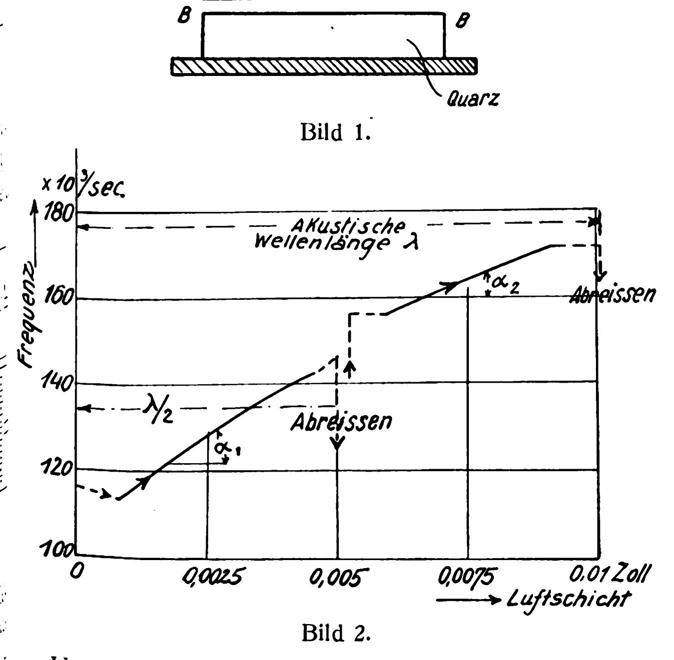



Bild 1.

Bild 2.

Unter der Voraussetzung, daß die piezo-elektrische Quarzplatte so montiert ist, wie es Bild 1 zeigt, und daß die oberen und unteren Oberflächen der Platten einen Metallbelag besitzen, wird die Abhängigkeit der Frequenz des piezo-elektrischen Oszillators von der Dicke der Luftschicht *AB* (Bild 1) untersucht.

Es ergibt sich eine Kurve wie diejenige von Bild 2, die zeigt, wie groß der Einfluß dieser Luftschicht ist. Sie beweist ferner, daß die Frequenz, mit der man gewöhnlich arbeitet, nicht etwa die Eigenfrequenz des Kristalls, sondern die Eigenfrequenz des Kristalls + Montierung ist.

Die Schwingungen reißen ab, wenn die Dicke der Luftschicht ein ganzes Vielfaches einer halben Wellenlänge der akustischen Wellen ist, die in dem Zwischenraum *AB* in Bild entstehen.

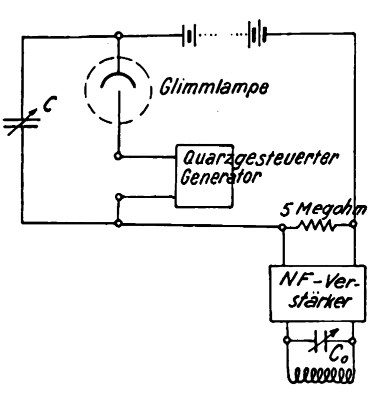



Bild 3.

Der Verfasser empfiehlt Quarzoszillatoren in Verbindung mit einem Frequenzteiler in der Form, wie er von van der Pol (vgl. Referat in ds. Jahrb.) vorgeschlagen und für den vorliegenden Fall in Bild 3 dargestellt ist, auch als Niederfrequenznormale zu benützen. J. Zenneck.

**A. Hund.** Mitteilung über einen piezoelektrischen Generator für Tonfrequenzen. (Note on a piezo-electric generator for audio-frequencies.) B. of Stand. Journ. Res. **2**, 355—358, 1929.

Der Verfasser zählt verschiedene Möglichkeiten auf, wie mit hochfrequent schwingenden Quarzresonatoren, bzw. Quarzoszillatoren Tonfrequenzen erzeugt werden können. (Die Möglichkeit, Quarzstäbe normaler Längen zu niederfrequenten Schwingungen anzuregen, wird außer acht gelassen. D. Ref.) Man erhält nach dem Verf. Tonfrequenzen folgendermaßen:

a) Zwei unabhängige Generatoren (Piezooszillatoren) werden überlagert und geben einen Schwebungston.

b) Zwei piezoelektrische Quarzplattenresonatoren liegen gleichzeitig parallel der Gitter-Heizfadenkapazität und steuern diese Röhre in Selbsterregung, so daß bei Gleichrichtung Hörfrequenz entsteht.

c) Eine stufenförmige Quarzplatte steuert eine Röhre in Selbsterregung, im Endeffekt entsteht eine Tonfrequenz.

d) Ein unter einem geringen Winkel zur elektrischen Achse geschnittener Kristall bringt direkt Tonfrequenz hervor.

e) Ein Kristall wird so dimensioniert, daß eine Harmonische einer der drei möglichen Grundfrequenzen (bedingt durch die drei Dimensionen) mit einer der beiden anderen Grundfrequenzen direkt als Differenzfrequenz die Tonfrequenz erzeugt.

Digitized by Google

Alle diese Methoden haben den Nachteil, daß die prozentuale Änderung einer der überlagernden Frequenzen eine mehrfach prozentuale Änderung des Differenztones nach sich zieht. Experimente, die sich über Jahre hinaus erstreckten, zeigten, daß die Methoden a) und b) zur Erzeugung von Tonfrequenzen am vorteilhaftesten sind. Es wurde gefunden, daß ein Stufenkristall nach c) mit einem Luftzwischenraum von ungefähr ⅓ mm zwischen Quarz und freier Elektrode auf wenige Hunderttausendstel konstant gehalten werden kann, falls der Kristall in unveränderbarer Lage bleibt.

Der Verfasser beschreibt eingehender eine Anordnung nach a, die Bild 1 wiedergibt. Sie besteht aus

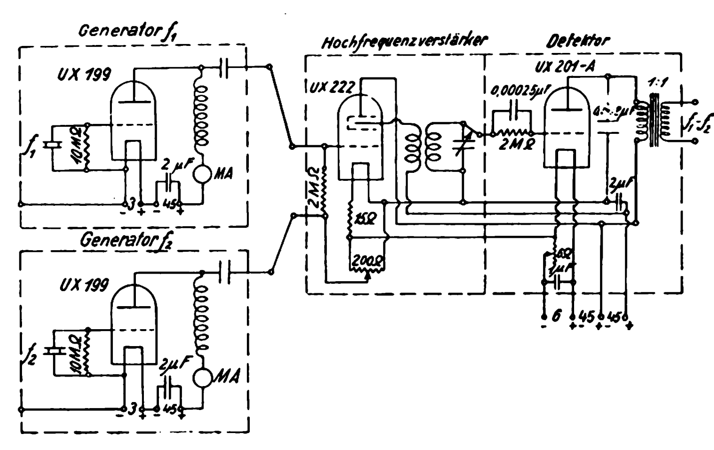


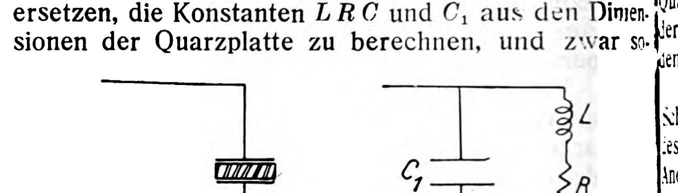

Bild 1.

zwei in Selbsterregung geschalteten, voneinander unabhängigen Quarzoszillatoren mit den Frequenzen $f_1$ und $f_2$. Die Anode eines jeden Oszillators ist über einen kleinen Luftkondensator vernachlässigbarer Ableitung (leakance, Spezialkonstruktion) mit einer Ausgangsklemme verbunden, von denen je eine Verbindungsleitung zu einem Hochfrequenzverstärker führt. Der tonfrequente Strom wird den Sekundärklemmen eines Detektorkreises entnommen. Da die den beiden Hochfrequenzquellen entnommene Energie äußerst gering ist, so ist zum Zwecke der Abstimmung auf $f_1$ und $f_2$ dem Detektor-Eingangskreis ein variabler Drehkondensator zugefügt. (In Bild 1 ist das rechte Heizfadenende von *UX 201-A* wie bei *UX 222* mit der obersten wagrechten Stromführung zu verbinden.)

Mit dieser Anordnung, die platinierte Quarzscheiben als Resonatoren benutzte, deren oberer Kontakt zum Gitter durch eine dünne Goldfeder vermittelt wurde, wurde eine Genauigkeit von wenigen Hunderttausendsteln erreicht. A. Scheibe.

**K. S. van Dyke.** Der piezo-elektrische Resonator und sein Ersatz durch ein elektrisches System. (The piezo-electric resonator and its equivalent network.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 742—764, 1928.

Im Anschluß an die früheren theoretischen Untersuchungen von Voigt über Piezo-Elektrizität und die neueren Arbeiten von Cady wird eine Theorie der Schwingungen von piezo-elektrischen Quarzplatten entwickelt. Der Hauptzweck ist der, die Quarzplatten (Bild 1a) in ihren elektrischen Eigenschaften durch ein elektrisches System von der Art von Bild 1b, Resonanzleitung $LRC$ mit Parallelkondensator $C_1$ zu ersetzen, die Konstanten $LRC$ und $C_1$ aus den Dimensionen der Quarzplatte zu berechnen, und zwar so-



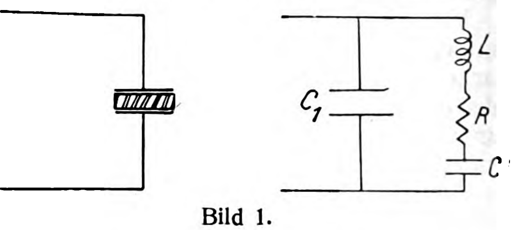



Bild 1.

wohl für die im oberen, als für die im unteren Teil von Bild 2 gezeichnete Erregungsart.

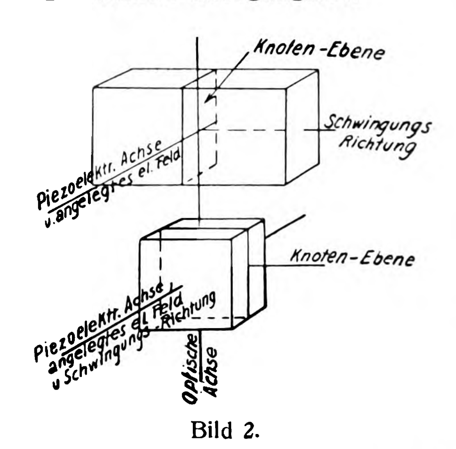
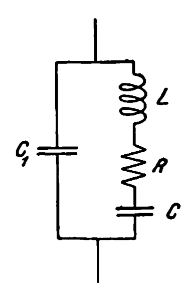



Bild 2.

Am Schluß macht der Verfasser noch einige Versuche, um mit Hilfe der Braunschen Röhre die Schwingung eines Quarz-Oszillators in der Nähe der Resonanz zu demonstrieren. J. Zenneck.

**Earle M. Terry.** Die Abhängigkeit der Frequenz eines piezo-elektrischen Quarzoszillators von den Konstanten der Stromkreise. (The dependence of the frequency of quartz piezo-electric oscillators upon circuit constants.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1486—1506, 1928.




Der Verfasser behandelt mathematisch zwei Fälle: 1. wenn der Quarz zwischen Gitter und Anode und 2. wenn er zwischen Gitter und Glühfaden eingeschaltet ist. In beiden Fällen werden drei Möglichkeiten besprochen: a) die Anodenleitung enthält einen Schwingungskreis, b) merklich nur Induktivität und c) nur Widerstand.

Bei der mathematischen Behandlung dieser Fälle wird der Quarzoszillator nach dem Vorgang von van Dyke ersetzt durch die nebenstehende Verzweigung. Unter dieser Voraussetzung werden die Differentialgleichungen für das System aufgestellt

Digitized by Google

ıd aus ihnen bzw. ihren Integralen die Frequenz des uarzoszillators in Abhängigkeit von den Konstanten ır Stromkreise abgeleitet und die Ergebnisse mit ın experimentell erhaltenen verglichen.

Der Verfasser findet, daß die Frequenz der :hwingungen eines Quarzoszillators von derjenigen :s Quarzes selbst am wenigsten abweicht, wenn die ıodenleitung merklich nur Widerstand, also keinen :hwingungskreis enthält. Er empfiehlt deshalb diese ıordnung für Frequenznormale und außerdem, nicht ır den Quarz selbst, sondern die ganze Anordnung s Frequenznormale aufzubewahren.

J. Zenneck.

**R. S. Strout.** Der Temperaturkoeffizient on Quarzoszillatoren. (The temperature ›efficient of quarz crystal oscillators.) Phys. Rev. ', 829—831, 1928.

Die quadratische Quarzplatte, die untersucht wurde, ıtte die Dimension 1,8 × 1,8 × 0,11 cm. Sie war, ie es wohl meist geschieht, in der Weise aus dem ristall herausgeschnitten, daß die eine quadratische :ite parallel der optischen Achse, die andere senk- :cht zu einer Hexagonalfläche des Kristalls war. Die :hwingungen erfolgten in der Richtung der Platten- :ke. Die Platte war horizontal gelagert, die obere ektrode berührte die obere Kristallfläche. Diese ontierung wurde gewählt, weil sie am wenigsten mperaturempfindlich sein soll. Die Frequenz des ·istalls war unter diesen Umständen $2{,}7\cdot10^{6}$/sec.

Die Aenderung der Frequenz mit der Temperatur ırde durch Vergleich mit einem piezo-elektrischen szillator von konstanter Temperatur mit der :hwebungsmethode und durch Vergleich des Schwe- ıngstones mit dem Ton einer Stimmgabel be- ımmt, und zwar wieder mit Hilfe von Schwebungen.

Der Temperaturkoeffizient der Frequenz (relative ınderung der Frequenz pro Grad) ergab sich in den :rschiedenen Temperaturgebieten verschieden. Trägt an ihn in Abhängigkeit von der Frequenz auf, so er- .lt man zwischen + 65 und — 189° C sehr genau ıe Gerade. Der Temperaturkoeffizient beträgt bei 65° $+22{,}7\cdot10^{-6}$/Grad und fällt bis —189° auf den 'ert $+1{,}6\cdot10^{-6}$/Grad ab. Für die Zimmertemperatur . 20° folgt aus der Kurve ungefähr der Wert $19\cdot10^{-6}$/Grad.

J. Zenneck.

**W. A. Marrison.** Thermostat für Frequenz- ormalen. (Thermostat design for frequency ındards.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 976—980, 1928.

In der Arbeit sind einige prinzipielle Fragen bei r Konstruktion von Thermostaten besprochen.

Die Anordnung des vom Verfasser vorgeschlagenen 'lindrischen Thermostaten ist aus dem neben- :henden Bild 1 ersichtlich. Die Verteilerschicht hat ın Zweck, Temperaturunterschiede längs der Ober- ıche möglichst auszugleichen. Das Material, aus :m sie besteht, sollte also hohe Wärmeleitfähigkeit ıd geringe spezifische Wärme haben. In Betracht ımmt ein Bad aus einem leichten Oel mit Rühr- ›rrichtung oder auch ein Material mit gutem Wärme- ıtvermögen und geringer Dichte, z. B. Aluminium.

Durch die Dämpferschicht soll verhindert werden, ıß Temperaturschwankungen in der Heizschicht mit merklicher Amplitude in den Innenraum des Thermostaten gelangen. Denkt man sich an der Oberfläche einer Ebene oder auch schwach gekrümmten Platte eine Temperaturschwankung von der Amplitude $T_0$, so ist die Amplitude $T$ der Temperaturschwankung in der Tiefe $l$ der Platte durch die Beziehung gegeben

$$T = T_0 e^{-\sqrt{\frac{\delta c \omega}{2 \varkappa}} \cdot l}$$

worin $\omega$ die Kreisfrequenz der Temperaturschwankungen, $k$ die Wärmeleitfähigkeit, $\delta$ die Dichte, $c$ die spezifische Wärme ($\varkappa/\delta c$ also nach unserer Bezeichnung das Temperatur-Leitvermögen)

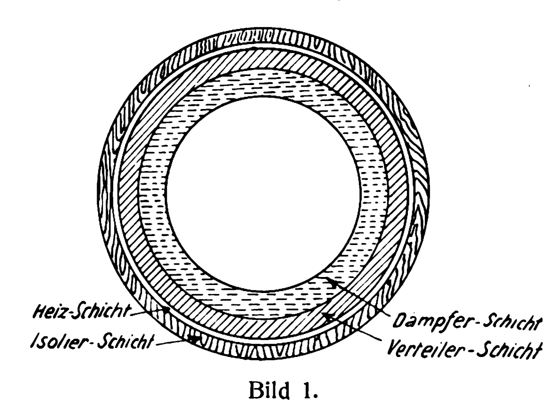



Bild 1.

bezeichnet. In der Arbeit ist für eine große Zahl von Materialien der nach dieser Gleichung maßgebende Wert berechnet.

Wie die Verteilung der Temperatur und ihrer Schwankungen in einem solchen Thermostaten ist, stellt Bild 2 dar. Darin gibt der dicke schwarze Strich die mittlere Temperatur in der betreffenden Schicht und die kreuzweis schraffierte Fläche die Temperaturänderung an.

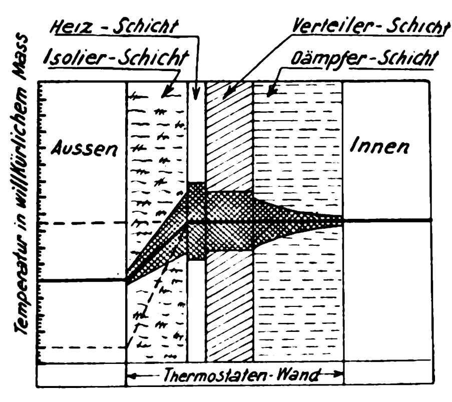



Bild 2.

Bezüglich der Anbringung des Temperaturreglers (z. B. Thermoelement mit Relais oder Quecksilber-Thermometer mit Kontakt) macht der Verfasser mit Recht darauf aufmerksam, daß es prinzipiell unrichtig ist, diesen Regler in den Raum zu bringen, in dem die Temperatur konstant gehalten werden soll. Der Regler funktioniert in diesem Fall immer erst dann, wenn die Temperaturänderung einen gewissen Betrag erreicht hat. Bei einem Thermostaten nach Bild 1 ist es klar, daß der Temperaturregler da angebracht werden muß, wo bei einer Inkonstanz der Temperatur diese am größten ist.

J. Zenneck.

Digitized by Google

**H. Pratt.** (Bureau of Standards.) Die Leitung von Flugzeugen durch Kreuzspulen-Strahlsender und die dabei beobachteten Aenderungen während der Nacht. (Apparent night variations with crossed-coil radio beacons.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 652—657, 1928.

A. Da die Funkpeilung auf Flugzeugen selbst große Schwierigkeiten macht (geringe Größe der Rahmenantenne, Störung durch die Zündung des Motors, starke Geräusche), so ist in Amerika folgendes System ausprobiert worden, das Flugzeugen gestattet, einen bestimmten Kurs zu halten. Die Sendeantenne der Bodenstation besteht aus zwei vertikalen Dreiecken, die um einen Winkel von gewöhnlich 90° gegeneinander verdreht sind. Beide Dreiecke bekommen Strom derselben Amplitude und Frequenz; aber durch einen automatischen Geber werden in dem einen andere Zeichen gegeben als in dem anderen. Die beiden Zeichen werden gleich stark aufgenommen in einer Vertikalebene, die den Winkel zwischen den beiden Dreiecksebenen halbiert, während in jeder anderen Vertikalebene das eine oder andere Zeichen überwiegt. Tatsächlich werden im einen Dreieck *A* - (. —), im anderen *N* - (— .) Zeichen gegeben, und zwar in solcher Folge, daß man bei gleicher Stärke der beiden Zeichen nur lange Striche hört. Beim praktischen Gebrauch werden nun die Dreiecks-Antennen so gedreht*), daß die Vertikalebene, in der man Zeichen gleicher Stärke hört, auf dem Kurs liegt, den das Flugzeug fliegen soll. Solange dasselbe in diesem Kurs bleibt, hört es die fortgesetzten Striche, sobald es daraus — und zwar je nach der Geschicklichkeit des Beobachters um 1½ bis 3° — herauskommt, hört es sofort entweder das *N* oder *A* stärker.

Als Vorteile dieses Systems für die Leitung von Flugzeugen werden folgende hervorgehoben:

1. Es braucht keine Zone von maximaler oder minimaler Zeichenstärke beobachtet zu werden;
2. der Kurs wird durch den automatischen Vergleich zwischen zwei Zeichen festgelegt;
3. sollte das Flugzeug, z. B. durch Stürme oder örtliche Verhältnisse gezwungen werden, seinen Kurs selbst um einen großen Winkel zu verlassen, so bietet es keine Schwierigkeiten, in den Kurs wieder zurückzukommen;
4. das Flugzeug kann einen gewöhnlichen Empfänger mit gewöhnlicher Flugzeug-Antenne (herunterhängendem Draht) verwenden;
5. das Flugzeug braucht bei der Verfolgung seines Kurses nicht etwa irgendeine Abtrift zu berechnen.

B. Mit einem solchen System wurden Versuche gemacht unter Benützung von Postflugzeugen, die zwischen Cleveland und New-York auf eine Entfernung von 380 Meilen verkehrten. Zwei Richtsender der oben angegebenen Art standen zur Verfügung, einer in New-York und einer 170 Meilen westlich bei Bellefonte (Pa.). Die Frequenz war $290 \cdot 10^3$/sec ($\lambda = 1030$ m), diejenige der Modulation 500/sec und der Strom in jeder Antenne 8 Amp. Die Dreiecksantenne hatte etwa 100 m Basislänge und ihre Spitze eine Höhe von nicht ganz 30 m. Die Strecke New-York — Cleveland geht über die Allegheny-Berge. Bei den Versuchen zeigte sich eine Richtungsänderung bei Nacht, die durch mehrere Nachtflüge bis zu Entfernungen von 175 Meilen untersucht wurde, wobei das Flugzeug eine durchschnittliche Höhe von ca. 700 m hatte. Das Ergebnis war folgendes:

1. Bis zu einer Entfernung von 25 Meilen ist die Richtungsänderung nicht sehr erheblich.
2. Auf 50 Meilen wird die Richtungsänderung ausgesprochen, aber da sie nur während 25 % der Zeit eintrat, so konnte das Flugzeug immer nach dem Strahlsender geführt werden, wenn dazu noch eine gewisse Kritik notwendig war.
3. Auf 100 Meilen war die Richtungsänderung stark, und zwar während ungefähr 50 % der Zeit, so daß der Methode nur noch sehr zweifelhafte praktische Bedeutung zukam.
4. Bei 125 Meilen war eine Steuerung des Flugzeugs nach dieser Methode unmöglich.
5. Die Richtungsänderung war stets eine ganz allmähliche.
6. Die geographischen Verhältnisse des Landes zwischen Sender und Flugzeug waren von großem Einfluß.
7. Die Richtungsänderung blieb im allgemeinen unterhalb 25°, ging aber gelegentlich auch auf das vierfache.
8. Auf Entfernungen größer als 15 Meilen zeigte die Intensität der Zeichenstärke Schwunderscheinungen, wenn das Flugzeug über das Gebirge flog.

C. Es wurden dann auch noch mit Automobilen auf eine Entfernung von 22 bzw. 32 Meilen Versuche gemacht mit dem Zweck, die Aenderung der Zeichenintensität mit einer vertikalen und einer Rahmenantenne zu messen. Dabei zeigte sich, daß die Aenderungen, die man in der Rahmenantenne beobachtete, größer waren, als die mit einer Vertikalantenne erhaltenen. Es muß also daraus der Schluß gezogen werden, daß diese Intensitätsänderungen nur zum geringen Teil auf Schwunderscheinungen, bei weitem zum größten Teil auf Richtungsänderungen zurückzuführen sind. J. Zenneck.

*) Tatsächlich ist es, um die Vertikalantenne gleicher Zeichenstärke in eine bestimmte Richtung zu legen, nicht nötig, das Rahmenpaar mechanisch zu drehen (vgl. die unten angegebenen Dimensionen). Es kann zum selben Zwecke eine Goniometeranordnung dienen, wie sie vom Empfänger her bekannt ist. Sie enthält in diesem Fall zwei Goniometerspulen, eine für das Zeichen N und eine für das Zeichen A.

**J. F. Byrnes.** (General Electric Co.) Neuere Entwicklung von Sendern für geringe Leistung und für Rundfunk. (Recent developments in low power and broadcasting transmitters.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 614—651, 1928.

In der sehr ausführlichen Arbeit sind eine große Reihe von modernen Röhrensendern von Leistungen zwischen 200 und 2000 Watt beschrieben und durch Schaltskizzen und Photographien illustriert. So interessant die Einzelheiten dieser Sender sind, so ist es doch nicht möglich, sie in einem Referat von zulässiger Länge zu beschreiben. Es muß deshalb auf die Originalarbeit verwiesen werden.

Bemerkt soll werden, daß die Arbeit auch Angaben enthält über den Strahlsender mit einer Doppeldreiecksantenne, auf den sich die vorstehende Arbeit von H. Pratt bezieht. J. Zenneck.

Digitized by Google

**J. H. Dellinger** und **H. Pratt.** Drahtlose Tele-raphie im Dienste der Luftfahrt und ıre Entwicklung. (Development of radio aids › air navigation.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 890 bis 20, 1928.

Die Veröffentlichung berichtet über Versuche im eronautics Branch des Bureau of Standards, die die ufgabe hatten, eine Methode zu entwickeln, nach er Flugzeuge auch bei unsichtigem Wetter mit icherheit ihren Kurs verfolgen können.

Nach einer geschichtlichen Einleitung bringen die erfasser nähere Angaben über dasjenige System, ber das schon früher berichtet wurde. Das Wesent-che sind zwei vertikale Dreiecksantennen, deren benen einen Winkel gegeneinander bilden. Werden e von Hochfrequenzströmen von derselben Ampli-ıde und Frequenz durchflossen, so ist die Feldstärke er beiden Antennen gleich in vier Richtungen, die ie Winkel zwischen den beiden Antennen-Ebenen albieren. In allen anderen Richtungen sind die

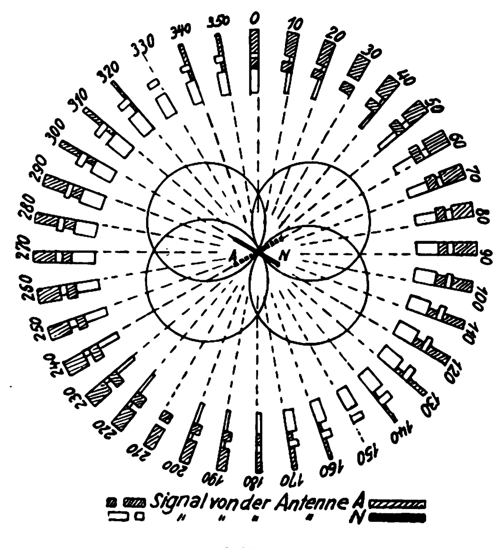



Bild 1.

ntensitäten verschieden. Dafür, daß die Zeichen der eiden Antennen voneinander unterschieden werden önnen, sorgt ein automatischer Taster, der in der inen Antenne den Buchstaben *a* (.—), in der anderen *ı* (—.) gibt, und zwar in einer derartigen Verbindung, laß man bei gleicher Intensität der beiden Zeichen ıur einen langen Strich hört. Das Schema dieser Einrichtung zeigt Bild 1, die wohl ohne weiteres ver-tändlich ist. Wird also die Richtung, in der die Zei-hen gleiche Stärke haben (in Bild 1 die Richtungen 0, 80, 90 und 270°), auf den Kurs gelegt, den das Flug-eug fahren soll, so hört der Beobachter auf dem lugzeug, der nur einen einfachen Empfangsapparat u haben braucht, entweder das *n* oder das *a* stärker ıervortreten, sobald das Flugzug aus dem Kurs her-ıuskommt. Er weiß auch sofort (vgl. Bild 1), nach velcher Richtung das Flugzeug vom Kurs abge-vichen ist.

Um die Richtung gleicher Intensität auf einen be-timmten Kurs zu legen, würde es nach dem bisher ıusgeführten nötig sein, die beiden Antennen ent-prechend zu drehen. Das kann vermieden werden lurch eine Art Goniometer, das zwei zueinander enkrechte feste (Stator-) Spulen und zwei drehbare, ebenfalls zueinander senkrechte Rotorspulen hat, die mit den beiden Antennen verbunden sind. Man kann auf diese Weise durch Drehung der Rotorspulen die Richtung gleicher Intensität beliebig legen, ohne daß die Antennen ihre Lage zu verändern brauchen, was bei der nötigen Größe derselben praktisch auch gar nicht durchführbar wäre. Bild 2 gibt die neueste Schaltung, die diesem Zweck dient, und bedarf nach den eingeschriebenen Angaben wohl keiner Erläu-terung.

Unbequem bei diesem System war noch, daß der Beobachter nach dem Gehör urteilen mußte. Bei der

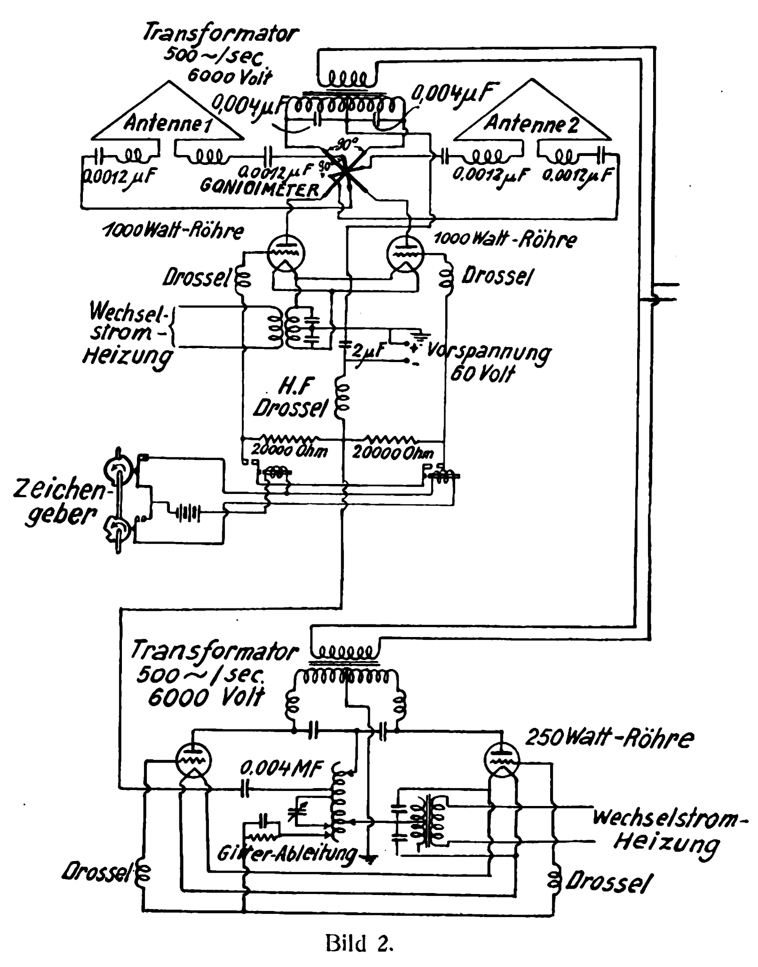



Bild 2.

neuesten Entwicklung wurde nun versucht, einen rein optischen Indikator für die Richtigkeit des Kur-ses bzw. die Abweichung von demselben einzuführen, und zwar in folgender Weise:

Statt zwei verschiedene Zeichen wie bei der frühe-ren Methode auszusenden, werden zwei Wellen der-selben Frequenz — bei den Versuchen $290 \cdot 10^3$/sec — ausgesandt, die mit zwei verschiedenen Nieder-frequenzen, z. B. 65 und 86/sec, moduliert sind. Die niederfrequenten Ströme werden durch Stimmgabel-unterbrecher (*A* und *B*, Bild 3) hergestellt. Im übri-gen ist die Schaltung (Bild 3) im wesentlichen wie bei der früheren Methode. Im Empfänger wirken nun die gleichgerichteten Ströme auf zwei Stahlzun-gen, von denen eine auf die Frequenz 65, die andere auf die Frequenz 86 abgestimmt ist. Befindet sich das Flugzeug im richtigen Kurs, so sind die Intensi-täten der beiden verschieden modulierten Wellen gleich. Die beiden Zungen schlagen gleich weit aus.

Digitized by Google

Sobald sich das Flugzeug vom richtigen Kurs entfernt, werden die Ausschläge der einen Zunge stärker als diejenigen der anderen. Der Beobachter hat also nichts weiter zu tun, als die beiden Zungen zu beobachten. Der ganze Empfänger wiegt 5—7 kg, der Zungenindikator ½ kg.

Als Empfangs-Antennen haben sich bei diesen Versuchen besonders bewährt solche, die aus vertikalen Metallstäben von ca. 3 m Länge bestehen und auf den Tragflächen des Flugzeugs fest angebracht sind. Sie haben nur den Nachteil, daß sie stark auf die Motorenzündung ansprechen und deshalb eine sorgfältige Abschirmung derselben erfordern. Da diese Antennen praktisch nur auf die Vertikalkomponente des elektrischen Feldes reagieren, so besteht die Möglichkeit, daß sie von den sog. Richtungsänderungen bei Nacht, die tatsächlich auf horizontale elektrische Felder zurückzuführen sind, weniger stark beeinflußt werden. Sie haben außerdem die Eigenschaft, daß sie überhaupt nicht ansprechen, wenn das Flugzeug sich senkrecht über der Sendestation befindet, was bei der Landung im Nebel wichtig sein kann.

Interessant sind dann noch Versuche, die angestellt wurden, um dem Piloten nicht nur den Kurs, sondern auch seine Entfernung von der Sendestation zu übermitteln. Die Verfasser denken sich längs des Weges des Flugzeuges kleine Stationen mit Vertikalantennen und kleinen Röhrensendern derselben Frequenz, wie der große Sender für die Kursangabe, in gewissen Abständen aufgestellt und z. B. mit der Frequenz 60/sec moduliert. Das Flugzeug enthält einen Empfänger mit einer Stahlzunge von der Frequenz 60/sec. Solche Stationen können dann auch dazu dienen, um durch Morsezeichen einfache, z. B. Wettermeldungen an das Flugzeug gelangen zu lassen. Nach den bisherigen Versuchen scheint es ein durchaus gangbarer Weg zu sein.

J. Zenneck.

**C. C. Shangraw.** Kurs-Sender für transatlantische Flüge. (Radio beacons for transpacific flights.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1203 bis 1229, 1928.

Es handelt sich um Flüge zwischen San Francisco und Hawaii (2400 Meilen), bei denen der zu fliegende Kurs durch einen Richtsender bei San Francisco und einen solchen auf den Hawaii-Inseln festgelegt wurde.

Die Kurssender waren von der Art, wie sie in den vorangehenden Referaten beschrieben wurden: zwei vertikale Dreiecks-Antennen, deren vertikale Ebenen um einen Winkel gegeneinander verdreht sind. Sie senden Wellen derselben Frequenz aus, aber die eine den Buchstaben *A* (.—), die andere *N* (—.). In dem Sektor, in dem die Intensität der Wellen von beiden Antennen dieselbe ist, überlappen sich die beiden Zeichen, so daß man einfach einen langen Strich (*T* nach dem Morse-Alphabet) hört. Die Einrichtungen dieser Sender werden in der Arbeit ausführlich und mit Hilfe einer größeren Zahl von Bildern beschrieben.

Während aus den beiden ersten Flügen wegen des Versagens des Empfängers noch kein Urteil über die praktische Bedeutung der Anordnung gewonnen werden konnte, gab der sog. Dole-Wettflug am 16. und 17. August 1927 einen vollkommenen Erfolg. Von den beiden Gewinnern des ersten Preises, den Leutnants Göbel und Davis hat der eine (Davis) das Ergebnis in einem offiziellen Schreiben folgendermaßen ausgedrückt: „Die drahtlose Kursübermittlung war ein uneingeschränkter Erfolg und machte das Problem der Navigierung sehr einfach. Die Zeichen waren klar und bestimmt und konnten praktisch während des ganzen Weges ausgenützt werden. Während einiger Zeit waren die Zeichen von San Francisco und von Maui (eine der Hawaii-Inseln) gleichzeitig zu hören. Wir befanden uns dabei ungefähr in der Mitte zwischen Honolulu und San Francisco."

An Einzelheiten ist bemerkenswert, daß die Zeichen von San Francisco ungefähr 2 Stunden vor Sonnenuntergang verschwanden (fading), nach Sonnenuntergang aber wieder hörbar wurden. In der Mitte zwischen San Francisco und Hawaii war die Breite der Zone, in der man nur einen Strich hört (T-Zone) schätzungsweise etwa 8 Meilen breit.

Das Ergebnis des Fluges war: 1. daß das System schon heute zu praktischer Brauchbarkeit entwickelt ist, 2. daß der schwächste Punkt der Empfänger und 3. daß gute Ausbildung des Personals nötig ist.

Am Schluß wird noch über einige Verbesserungen berichtet, die seitdem angewendet wurden. Die wichtigste ist die, daß die Zeichen *N* und *A* in solchen Abständen gegeben werden, daß man bei gleicher Intensität einfach einen dauernden Ton — nicht unterbrochene Gruppen eines solchen (*T*) — hört. Es ist auf diese Weise leichter zu beurteilen, wenn das Flugzeug etwas außer Kurs kommt.

J. Zenneck.

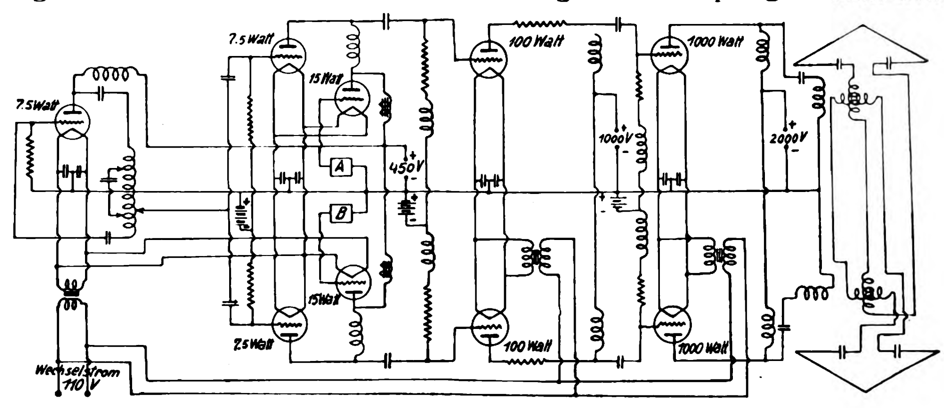



Bild 3.

**E. Z. Stowell.** Einseitig gerichtete Kurssender für Flugzeug-Navigation. (Unidirectional radio-beacon for aircraft.) Bur. of Stand. Journ. of Res. **1,** S. 1011—1022, 1928, Nr. 6.

Die vom Bureau of Standards in den letzten Jahren entwickelten Kurssender für die Luftfahrt (vgl. die vorangehenden Referate Pratt, Shangraw und Dellinger) haben sich im allgemeinen gut bewährt.

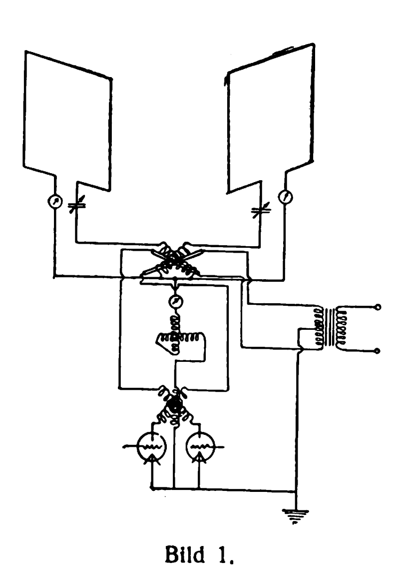


Bild 1.

Ein Nachteil dieser Anlagen besteht nur darin, daß gleichzeitig vier Leitstrahlen ausgesendet werden, während nur ein einziger gebraucht wird. Dies hat zur Folge, daß einmal Verwechslungen zwischen den Strahlen vorkommen können, daß ferner Energie unnötigerweise in alle Richtungen gestrahlt wird, und

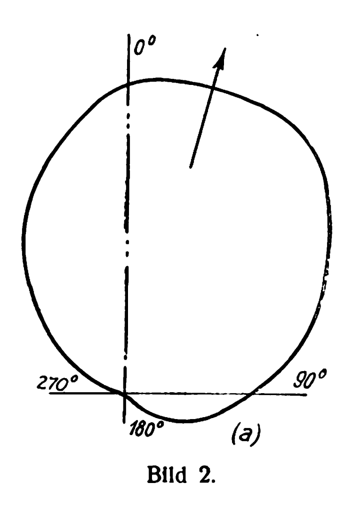



Bild 2.

daß schließlich bei der heute schon vorhandenen großen Zahl von Stationen leicht Interferenzen zwischen den einzelnen Sendern auftreten können.

Die vorliegende Arbeit versucht die Lösung der Aufgabe, bereits vorhandene Radio-Beacon-Anlagen normaler Bauweise in solche mit einseitig gerichtetem Leitstrahl umzuändern. Es gelingt dies durch Kombination des seitherigen Richtstrahlers mit einem ungerichteten Feld. Besonders einfach werden die Verhältnisse dann, wenn man nach Bild 1 das Schleifensystem des Richtstrahlers selbst zur Erzeugung des ungerichteten Feldes gleichzeitig gegen Erde erregt.

Die Versuche wurden durchgeführt an einem Richtsender in College Park Md, dessen Feld gleichmäßig gedreht wurde, während die Ausmessung der Charakteristik in den 17 km entfernten Laboratorien des Bureau of Standards in Washington stattfand. Bild 2 zeigt eine solche einseitige Charakteristik, welche der idealen Kardioiden-Form schon recht nahe kommt. K. Krüger.

**M. P. Hanson.** Einrichtungen für drahtlose Telegraphie auf Luftfahrzeugen. (Aircraft radio installations.) Aus dem Naval Research Laboratory, Bellevue, Anacosta D. C. Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 921—965, 1928.

Die umfangreiche, mit 47 Abbildungen illustrierte Arbeit ist im wesentlichen eine Beschreibung der Einrichtungen für drahtlose Telegraphie und Telephonie, die bisher auf amerikanischen Luftschiffen und Flugzeugen verwendet worden waren. Im Zusammenhang damit werden alle Fragen besprochen, z. B. auch die Energiequellen, die bei solchen Einrichtungen in Betracht kommen. In den Ausführungen steckt eine Menge von praktischen Erfahrungen, und ich möchte ausdrücklich auf die interessante Originalarbeit verweisen. Im einzelnen darüber in verständlicher Weise zu referieren, würde mehr Raum beanspruchen, als für Referate zur Verfügung steht.

Erwähnt soll werden, was der Verfasser über die viel umstrittene Frage: Telegraphie oder Telephonie auf Flugzeugen? sagt. Nach den bisherigen Erfahrungen erreicht man bei derselben Leistung mit gut modulierter Telephonie ungefähr $^1/_3$ der Entfernung wie mit Telegraphie, wobei das Gewicht der Geräte für die Telephonie um 15—20 % größer ist als für Telegraphie. Außerdem wird Telephonie bei ungünstigen Bedingungen und bei ungenügender Abschirmung der Zündung in den Motoren mehr gestört als Telegraphie. Meist ist die Anordnung so, daß man nach Belieben auf Telegraphie oder Telephonie umschalten kann. Eine Einrichtung für Telegraphie allein ist natürlich viel einfacher. Außerdem können Röhren- und Stromkreise stärker belastet werden, da die Belastung eine intermittierende, bei der Telephonie dagegen eine dauernde ist.

J. Zenneck.

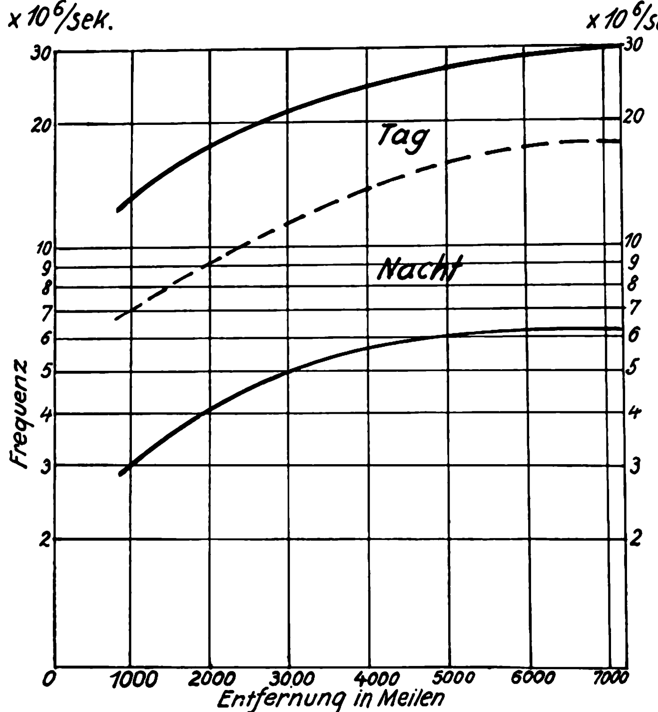
### Die Stationen der Erde mit Frequenzen über $1{,}5 \cdot 10^6$/sec.

In den Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1575—1604, 1928, ist ein Verzeichnis aller bekannt gewordenen Stationen, die mit Frequenzen von und über $1{,}5 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 200$ m) bis herauf zu Frequenzen von $51{,}360 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 5{,}84$ m) arbeiten. Es sind aufgeführt 2169 Stationen. J. Zenneck.

**L. Espenschied.** (American Tel. and Tel. Co.) Technische Gesichtspunkte bei der Zuteilung von kurzen Wellen im Frequenzgebiet zwischen 1,5 und 30 · $10^6$/sec. (Technical considerations involved in the allocation of short waves; frequencies between 1,5 and 30 megacycles.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 773—777, 1928.

Digitized by Google

Bekanntlich hängt die günstigste Wellenlänge für eine bestimmte Entfernung in hohem Maße davon ab, ob die Uebertragung bei Tag oder bei Nacht stattfindet, außerdem auch noch von der Jahreszeit. Im Mittel lassen sich die bisher vorliegenden Erfahrungen bis zu einer Entfernung von 7000 Meilen so zusammenfassen, wie es das nebenstehende Bild




zeigt. Wie die Kurven gemeint sind, geht aus folgendem Beispiel hervor. Soll auf 4000 Meilen bei Tag eine Verbindung hergestellt werden, so ist es wünschenswert, Frequenzen zwischen 13,5 und $24 \cdot 10^6$/sec zu wählen, und zwar möglichst etwa in der Mitte zwischen diesen beiden Grenzen, dagegen nicht außerhalb derselben.

Der Verfasser unterscheidet folgende Frequenzgebiete, ohne selbstverständlich eine scharfe Trennung zwischen denselben aufstellen zu wollen:

Gebiet A: $1{,}5 - 6 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 200 - 50$ m) am besten geeignet für mäßige Entfernungen, d. h. bis zu etwa 1000 Meilen, bei Nacht. Dieses Gebiet kommt deshalb in erster Linie innerhalb des Kontinents, dagegen nicht für transatlantische Telephonie in Frage, und bei der Zuteilung eines Frequenzbandes aus diesem Gebiet braucht unter Umständen auf die Zuteilung der Wellenlängen in einem anderen Erdteil nicht Rücksicht genommen werden. Immerhin können die höheren Frequenzen des Gebietes bei Nacht über die Grenzen des Erdteils hinaus stören.

B: $f = 6 - 15 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 50 - 20$ m). Die Reichweite dieses Gebietes ist in dem Teil der Erde, der Tag hat, ebenfalls nicht allzu ausgedehnt. Sie kann sich aber sehr wohl über die ganze Halbkugel, auf der Nacht herrscht, ausdehnen.

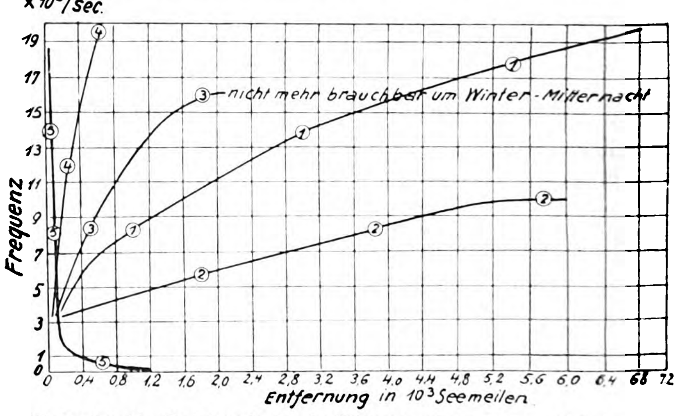
J. Zenneck.

**S. C. Hooper.** Gesichtspunkte für die Zulassung von Hochfrequenzstationen. (Considerations affecting the licensing of high-frequency stations.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 1240—1251, 1928.

Der Verfasser ist Kapitän z. See der amerikanischen Marine und Direktor des Nachrichtenwesens zur See im Reichsmarine-Amt und technischer Sachverständiger der Federal Radio Commission. Er ist also ein Mann von großer praktischer Erfahrung. Er äußert sich in dem Artikel über die schwierige Frequenzfrage, d. h. die Frage: nach welchen Gesichtspunkten sollen die verschiedenen Frequenzen den einzelnen Stationen zugeteilt werden und insbesondere welche Frequenzen und Frequenzgebiete sind überhaupt noch frei. Dabei sind die Schwierigkeiten besonders groß in dem Gebiet der höchsten Frequenzen $6 - 23 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 50 - 13$ m), da die Reichweiten dieser Frequenzen weit über die Grenzen eines Landes hinausgehen. Auf dieses Gebiet beziehen sich die Ausführungen in erster Linie.

Vorangestellt ist eine Tabelle bzw. das nebenstehende Bild, um die Tag- und Nachtreichweiten in Abhängigkeit von der Frequenz zu illustrieren. Sie gründet sich auf die Erfahrungen mehrerer großer Gesellschaften und amtlicher Stellen. Voraussetzung ist 1 kW-Senderleistung, ungedämpfte Schwingungen und ein Empfänger mäßiger Empfindlichkeit.

Kurve 1 gibt die ungefähre Tagesreichweite der Luftwelle für Sommer und Winter in Abhängigkeit von der Frequenz an. Man findet aus ihr für eine bestimmte Entfernung (z. B. für 2200 Meilen) die Frequenz ($11{,}4 \cdot 10^6$/sec), auf die man gehen muß, um — immer bei 1 kW-Leistung — gut lesbare Zeichen zu bekommen oder umgekehrt die Tagesreichweite, die einer bestimmten Frequenz entspricht. Die Frequenz, die man aus dieser Kurve für eine bestimmte Entfernung erhält, ist bis auf ungefähr $\pm 0{,}5 \cdot 10^6$/sec richtig, die Reichweite zu einer bestimmten Frequenz bis auf ungefähr 200 Meilen, vorausgesetzt, daß der Weg der Wellen in ost-westlicher Richtung geht. Für nord-




(1) Luftwelle, Reichweite in der Mitte von Sommer- u. Wintertagen.
(2) Luftwelle, Nachtreichweite Sommer und Winter.
(3) Luftwelle, tote Zone für Mitternacht um die Mitte des Winters.
(4) Luftwelle, tote Zone für Mittag um die Mitte des Sommers.
(5) Bodenwelle.

südliche oder umgekehrte Richtung ergeben sich unter Umständen Werte, die von denen der Kurve erheblich abweichen.

Aus Kurve 2 ist in ähnlicher Weise die Beziehung zwischen Nachtreichweite der Luftwelle und Frequenz zu entnehmen, wenn beide Stationen Nacht haben. Für nörd-südliche Ausbreitung sind auch hier die Werte etwas verschieden.

Digitized by Google

Die Kurven 3 und 4 stellen die tote Zone dar, und war Kurve 3 für Mitternacht um die Mitte des Vinters und Kurve 4 für Mittag um die Mitte des ommers. Da, wo die Kurve 3 aufhört, hören auch ie für Winter-Mitternacht brauchbaren Frequenzen uf. Die Kurven 3 und 4 sind folgendermaßen geieint: Kurve 5 gibt die Reichweite der Bodenwelle ei der betreffenden Frequenz an. Geht man nun on einem Punkt der Kurve 5, der also einer be:immten Frequenz entspricht, horizontal bis zur urve 4, so ist diese horizontale Strecke zwischen urve 5 und 4 die tote Zone für die betreffende Freuenz und für ungefähr Mittag mitten im Sommer. ntsprechendes gilt für Kurve 3.

Im Verlauf der Veröffentlichung bespricht der Verisser noch eine Reihe von wichtigen Fragen. Ich be:hränke mich auf die folgenden:

1. Von den meisten amtlichen amerikanischen tationen für Telegraphie kann gegenwärtig eine requenzkonstanz von $\pm 0{,}05\%$ verlangt werden, so aß also ein Frequenzabstand der einzelnen Stationen on 0,1% ausreicht. Im allgemeinen muß man aber ı allen Ländern damit rechnen, daß vielleicht noch ir die nächsten zwei Jahre der Frequenzabstand wischen zwei Stationen nicht unter 0,2 % sein darf. ieser Frequenzabstand sollte vorerst die Grundlage ir internationale Vereinbarungen sein. Erst in ein is zwei Jahren kann man hoffen, den Frequenzbstand auf 0,1% zu verringern.

2. Die Frequenzzuteilung und die Vorschriften über ie zulässigen Frequenzschwankungen sind vollommen zwecklos, wenn nicht von den Behörden auernd ihre Einhaltung überwacht wird.

3. Rechnet man mit einem Frequenzabstand von ,1% zwischen den einzelnen Stationen, so sind wischen $f = 1{,}5 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 200$ m) u. $f = 23 \cdot 10^6$/sec $\lambda = 13$ m) 2527 Stationen unterzubringen, und zwar 279 mit Frequenz unter $6 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 50$ m) und 248 mit Frequenzen über $6 \cdot 10^6$/sec.

4. Man sollte die verschiedenen Frequenzgebiete ı einzelne Frequenzbänder einteilen und aus allen requenzgebieten einzelne Bänder den verschiedenen erwendungsarten (z. B. Rundfunk-Amateuren, beördlichen und kommerziellen Stationen) zuweisen. ls Bänder über $f = 6 \cdot 10^6$/sec schlägt er z. B. für undfunk vor:

6,000—6,150; 9,500—9,600; 11,700—11,900; 15,100 bis 15,350; 17,750—17,800; 21,450—21,550 · $10^6$/sec.

Es soll also nicht wie bisher eine bestimmte Art von Stationen auf ein bestimmtes Frequenzgebiet beschränkt werden, sondern Frequenzbänder aus den verschiedensten Frequenzgebieten bekommen.

5. Da im Gebiet über $f = 6 \cdot 10^6$/sec schon jetzt nicht alle Wünsche zu befriedigen sind, so ergibt sich die äußerst schwierige Frage, welche Arten von Stationen in Zweifelsfällen den Vorrang haben sollen.

6. Es müßten im Frequenzspektrum gewisse Bänder für nicht gewöhnliche Verwendungsarten der drahtlosen Telegraphie, z. B. Fernsehen, reserviert werden.

7. Ebenso ist es unumgänglich, für Versuchszwecke (Forschungs- und Entwicklungsarbeit) gewisse Frequenzbänder auszuteilen. Es wird allerdings nicht möglich sein, den in solchen Fällen meist geäußerten Wunsch nach einem „möglichst breiten Band" zu befriedigen. Man wird höchstens eine beschränkte Zahl Frequenzen mit der üblichen Toleranz zubilligen können. J. Zenneck.

**J. H. Dellinger.** Prinzipielle Bemerkungen zur Bewilligung von Rundfunkstationen. (Analysis of broadcasting station allocation.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1477—1485, 1928.

In der Arbeit beschreibt der Verfasser, der Chefingenieur der Federal Radio Commission in Washington ist, wie man in den Vereinigten Staaten die schwierige Frage gelöst hat, der großen Zahl der Rundfunkstationen — im ganzen 315 — die Frequenzen und Leistungen so zuzuteilen, daß ein möglichst befriedigender Rundfunkdienst gewährleistet wird. Die Frequenzen liegen zwischen $550 \cdot 10^3$/sec ($\lambda = 545$ m) und $1{,}5 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 200$ m) und die Leistungen zwischen 50 kW für Stationen großer Reichweite und solchen von 10 bzw. 100 Watt für Stationen für beschränkte Gebiete.

Die Einzelheiten der Arbeit lassen sich kaum in einem kurzen Referat darstellen. Ich muß auf die Originalarbeit verweisen. J. Zenneck.

# Bücherbesprechungen.

**Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komlexen Amplituden und Vektoren.** Von Prof. Dr. Hans eorg Möller. 128 S. mit 91 Abb. u. 1 Taf. Leipzig 928. Verlag von S. Hirzel. Geh. Mk. 6.—, geb. Mk. 8.—

Die Rechnung mit komplexen Größen hat längst ufgehört eine rein mathematische Angelegenheit zu ein. Für viele Aufgaben aus der Physik und Elektroechnik ist die Praxis des komplexen Rechnens unentehrlich geworden. Zwischen den Werken über Funkonentheorie einerseits und den Lehrbüchern über Wechselstromtechnik z. B., in denen von der komplexen Rechnungsweise weitgehend Gebrauch gemacht wird, klafft eine Lücke, die das vorliegende Buch ausfüllen möchte. Es soll losgelöst von überflüssigem mathematischem Beiwerk Klarheit über die Verwendung dieses wichtigen Hilfsmittels zur Rechnung schaffen. Die Aufgabe ist in der Weise gelöst, daß in einem ersten Abschnitt auf 28 Seiten die theoretischen Grundlagen gegeben werden; im zweiten Abschnitt, 91 Seiten, wird eine Fülle von Beispielen, insbesondere


Digitized by Google

aus der Wechselstromtechnik (Wheatstone sche Brücke, Transformator, Asynchronmotor, Röhrensender, Kabel u. a.) behandelt. Dieser zweite Abschnitt ist sehr anregend zu lesen; man findet darin auch manches in neuartiger eleganter Darstellung. Weniger geglückt für die Absicht des Buches scheint dem Referenten der erste Abschnitt zu sein. Auch hier ist sehr viel von Beispielen Gebrauch gemacht worden, und vielleicht etwas zu viel, so daß sie die darzustellenden theoretischen Grundlagen etwas überwuchern. Darunter leidet natürlich die Einheitlichkeit der Darstellung. Das hat der Verfasser wohl auch selbst empfunden. Er hat deshalb am Anfang des 2. Abschnittes nochmals eine kurze mehr formelmäßige Zusammenstellung der mathematischen Gesichtspunkte gegeben. Dieser kleiner Schönheitsfehler vermag jedoch den Wert des Buches kaum zu beeinträchtigen. Es kann jedem, der sich mit Schwingungsaufgaben zu beschäftigen hat, empfohlen werden.

H. Backhaus.

**Elektronen-Röhren.** 3. Band. (Empfänger.) Von Dr. H. Barkhausen, ordentlicher Professor und Direktor des Instituts für Schwachstromtechnik an der Technischen Hochschule Dresden. VI u. 255 S. 124 Abb., 8°. Verlag von S. Hirzel, Leipzig. 1929. Geh. 8 Mk., geb. 10 Mk.

Dem 1. Band seines Werkes „Elektronen-Röhren“, der von den elektronentheoretischen Grundlagen und Verstärkern handelt, und dem 2. Band über die Röhrensender hat nun Barkhausen den 3. Band „Empfänger“ folgen lassen. Damit ist ein Werk zum Abschluß gekommen, das von gleicher Warte aus mit Erfolg die verschiedensten an den Elektronen-Röhren beobachteten Einzelerscheinungen zusammenfaßt. Ich darf wohl sagen, daß nach dem Erscheinen der ersten beiden Bände sehnlichst auf den 3. Band gewartet wurde, denn die Ueberproduktion an Empfängerschaltungen in den letzten Jahren verlangte geradezu, daß von einem Fachmann einmal recht kritisch in das Durcheinander hineingeleuchtet wurde. Man wird dem Verfasser recht geben müssen, wenn er darauf hinweist, daß die unglaublich schnelle Entwicklung der Funktechnik das Nachkommen in der Bearbeitung des Materials sehr erschwerte. „Auch kamen, besonders in Amerika, immer wieder neue Empfängerschaltungen, Tropadyn, Ultradyn usw. auf, deren Wirkungsweise zunächst nicht klar war und eine nähere Untersuchung erforderte. Es stellte sich dann freilich meist heraus, daß im Grunde außer dem Namen nicht viel Neues daran war.“ Mit dieser Erkenntnis wird der Verf. wohl manchem Erfinder einer hochtrabend auf „dyn“ lautenden Empfängerschaltung einen heilsamen Schrecken einjagen, bei den meisten Lesern aber freudige Zustimmung ernten.

Es ist nicht möglich, im Rahmen dieser Besprechung auf Einzelheiten des ungeheueren Stoffgebietes einzugehen, das in diesem Bande in drei Hauptkapiteln verarbeitet wurde. Der Verfasser führt uns hierin von den Problemen der Entdämpfung über das der Gleichrichter zu denjenigen der modernen Empfangstechnik. Diese drei Hauptkapitel sind direkt die Fortsetzung der ersten beiden Bände und als solche mit V. Teil: Entdämpfung, VI. Teil: Gleichrichter, VII. Teil: Empfänger beschriftet. Eine kurze Inhaltsangabe, die keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebt, möge einen Überblick über den bearbeiteten Stoff vermitteln:

Entdämpfung: Schwingliniendarstellung, Selbstüberlagerung, Mitnahmebereich, Pendelrückkopplung, Modulation durch Signale und Überlagerung, Einwirkung auf einen Schwingungskreis u. a.

Gleichrichter: Überlagerungsgesetz, Wechselstrom, Richtstrom, Reihen- und Parallelschaltung, Modulierte Wechselströme, Richtkennlinien, Anodengleichrichtung, Gittergleichrichtung, Überlagerungsempfang u. a.

Empfänger: Gleichrichtung und Verstärkung, Größenordnungen (Mindestwerte in Rücksicht auf Lautstärke, Grenze in Rüchsicht auf Störungen), Nah- und Fernstörungen, Selektivität, Verzerrungen u. a.

Um eine Beispiel herauszugreifen, sei auf die Behandlung der Gittergleichrichtung (Audion) im § 34 etwas näher eingegangen. Nachdem im vorhergehenden Abschnitt die Vor- und Nachteile der Anodengleichrichtung auseinandergesetzt wurden, wird das Audion als die wichtigste Gleichrichterschaltung eingeführt, das als eine Verbindung von Gleichrichter und Niederfrequenz-Verstärker aufzufassen ist. Bei Behandlung der Gitterseite wird der Einfluß vom schlechten Vakuum auf den Ruhepunkt besprochen, wird gezeigt, daß Röhren mit möglichst großen Gitterströmen im Anlaufstromgebiet besonders günstig für die Audionschaltung sind. Auf der Anodenseite ergibt sich, daß gute Audiongleichrichtung und hohe Entdämpfung durch Rückkopplung sich gut miteinander vereinigen lassen. § 35 zieht dann den Vergleich zwischen Gitter- und Anodengleichrichtung. § 36 gibt die experimentellen Bestätigungen.

Der Verfasser führt die verwickeltsten Erscheinungen in recht eleganter Weise auf ihre Ursachen zurück, wobei er sich der Mathematik nur so weit als nötig bedient. Bei der theoretischen Behandlung bleibt die Verbindung mit dem Experiment immer gewahrt. Für besonders vorteilhaft halte ich es, daß die gewonnenen Resultate sofort in leicht verständlichen, durch den Druck besonders hervorgehobenen Sätzen festgehalten werden. Dadurch wird das Lesen des Buches leichter, denn die Übersichtlichkeit hat sehr gewonnen. Auch dem Mann der Praxis wird diese Hervorhebung des Inhalts in Form von „Lehrsätzen“ sehr willkommen sein, denn er liest sofort, worauf es ankommt. Ich zitiere hierfür folgenden Satz: „Bei Hochfrequenz-Telephonie-Empfängern darf das Produkt $d \cdot f_h$ ($d =$ Dekrement) eines Schwingungskreises nicht unter den Betrag von 10 000 sinken, wenn eine Verzerrung der Sprache vermieden werden soll.“ Eine Kurvenschar zeigt hierzu die Abhängigkeit der Niederfrequenzverzerrung von der Dämpfung eines Hochfrequenzkreises. Außer dieser Hervorhebung der Resultate durch Lehrsätze wird am Schluß eines jeden Unterabschnittes noch eine Zusammenfassung seiner Ergebnisse vorgenommen, was ebenfalls sehr zu begrüßen ist. — Druck und Ausstattung des Buches ist gut.

Es wird wohl kaum nötig sein, dem Buch an dieser Stelle noch besonders recht große Verbreitung zu wünschen.

A. Scheibe.


Digitized by Google

Band 34 September 1929 Heft 3



# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

**Gegründet 1907**

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

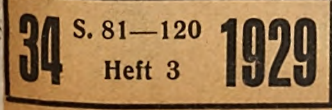
Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9




34 S. 81—120 Heft 3 1929

*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes* (½ *Jahr*) *RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google




# Telefunken




**Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.**

**Berlin, Hallesches Ufer 12**

liefert alle für drahtlose Telegraphie und Telephonie erforderlichen Geräte entsprechend dem neuesten Stand der Technik

**Vollständige Sende- und Empfangsanlagen jeder Reichweite für den Nachrichten- und Sicherungsdienst im Land-, See- und Luftverkehr**

**Funkpeilanlagen und Navigationssender**

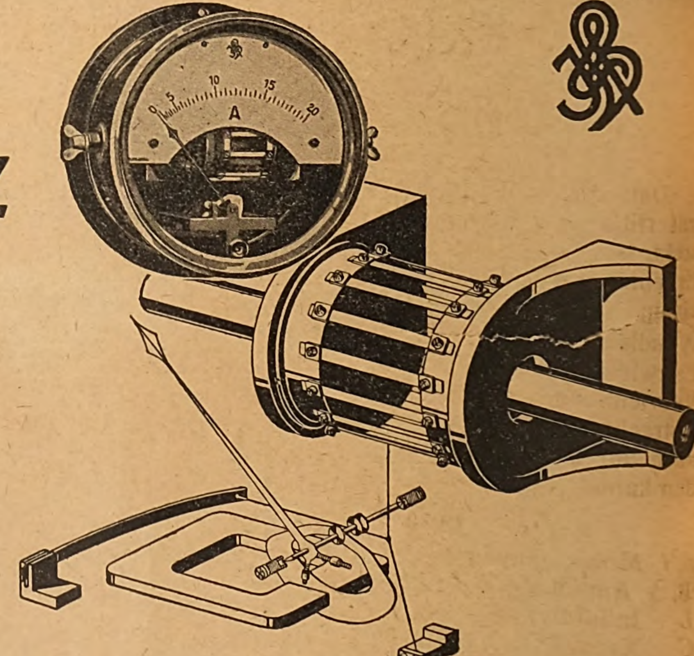
**Einrichtungen für Telephonie längs Hochspannungsleitungen mittels Hochfrequenz**

**Rundfunksender jeder Leistung**

**Sende-, Verstärker- und Gleichrichter-Röhren**

**Empfänger und Röhren für den Rundfunk**

# H & B
# HOCHFREQUENZ MESSGERÄTE




Hitzband-Amperemeter für Antennenströme bauen wir in einer bewährten Sonderausführung: auf einem Kreiszylinder sind Platiniridium-Bänder als Hitzbänder angeordnet. Die Bänder dehnen sich durch die vom Meßstrom erzeugte Wärme, — die Änderungen der Bandlänge werden durch den Spannfaden auf den Zeiger übertragen. Dies einzigartige Gerät gibt peinlich genau Anzeige — ist verwendbar bis 300 Amp.

# HARTMANN & BRAUN
A-G FRANKFURT A M




Digitized by Google

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Frequenzerniedrigung durch Eisenwandler[1].

Von **Wilhelm Janovsky**.

Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule in Dresden.

## Uebersicht.

Daß die Möglichkeit einer Frequenzerniedrigung mit Hilfe von Spulen mit gesättigtem Eisenkern besteht, ist bereits bekannt[2]). Im folgenden werden die Ergebnisse von Versuchen mitgeteilt, bei denen mit einem für die Frequenzvervielfachung bestimmten Wandler eine Frequenzerniedrigung erreicht wurde. Es wird gezeigt, daß die von Kramar[3]) für die Vervielfachung ausgearbeitete überaus anschauliche Betrachtungsweise des Wandlers als eines Schalters auch auf die Frequenzerniedrigung ausgedehnt werden kann.

## Bezeichnungen.

$p, i$ Momentanwerte der Spannung und des Stromes
$\mathfrak{P}, \mathfrak{J}$ Amplitudenwerte der Spannung u. des Stromes
$L$ Induktivität — $R$ Widerstand
$C$ Kapazität — $N$ Leistung
$\Phi$ Fluß — $n$ Windungszahl

Indices:
$I, II$ I den Primärkreis, II den Sekundärkreis,
$W$ den Wandler betreffend.
$a, e$ $a$ den Beginn, $e$ das Ende der Stoßzeit betr.

## Schaltung und Wirkungsweise des Wandlers.

Die Schaltung (Bild 1) zeigt den von der Frequenzvervielfachung her bekannten Aufbau; zwei Schwingungskreise sind durch den Wandler $W$ miteinander gekoppelt. Als Wandler diente die gleiche Eisendrossel, welche bereits von Kramar für seine Untersuchungen[3]) benutzt wurde.

Da der Eisenkern des Wandlers hoch gesättigt wird, ist die Dauer der Ummagnetisierung desselben $T_s$ kurz gegen $T_{II}/2$. Während der Ummagnetisierung erreicht die momentane Induktivität des Wandlers $n \cdot \frac{d\Phi}{di}$ ihr Maximum $L_a$, in der übrigen Zeit bei gesättigtem Kern ist sie nur von der Streuinduktivität der Wicklung $L_{str}$ abhängig. Als Voraussetzung für die vereinfachte Betrachtungsweise des Wandlers ist nötig, daß

$$L_a \gg L_I \text{ und } L_{II}$$
$$L_{str} \ll L_I \text{ und } L_{II}$$

[1]) Im Auszug vorgetragen auf der Tagung des Gauvereines Thüringen-Sachsen-Schlesien der Physikalischen Gesellschaft in Halle, am 7. Januar 1928.
[2]) K. Heegner, Zeitschr. f. Phys. 29, S. 91, 1924.
J. Fallou, Revue Générale de l'Electricité. 19, S. 987, 1926.
[3]) E. Kramar, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 32, S. 10, 1928.

Digitized by Google

Diese Bedingung ist gegeben, wie ein Vergleich folgender Größen zeigt:

$$L_u \sim 25 \cdot 10^{-3}\,Hy, \qquad L_{\mathrm{I}} = 1{,}6 \cdot 10^{-3}\,Hy$$
$$L_{str} \sim 0{,}1 \cdot 10^{-3}\,Hy, \qquad L_{\mathrm{II}} = 0{,}72 \cdot 10^{-3}\,Hy.$$

Bei Annahme einer vereinfachten Magnetisierungskurve kann der Wandler mit einem während der Dauer der Ummagnetisierung geöffnetem, während der Sättigung dagegen geschlossenem Schalter verglichen werden. Es lassen sich dann zwei Zeiten unterscheiden.

Während der Stoßzeit — „Schalter geöffnet" — sind die beiden Kreise zu einem einzigen Schwingungskreis vereinigt. Hierbei findet in Form einer oszillierenden Kondensator-Ent- bzw. -Aufladung ein Energieaustausch zwischen den beiden Kreisen statt. Die Dauer der Stoßzeit hängt von den Anfangsbedingungen und der Beschaffenheit des Wandlers ab; der Beginn fällt zeitlich mit dem Nulldurchgang des Wandlerstromes zusammen.

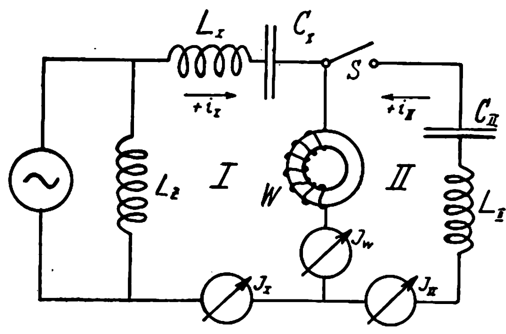



Bild 1. Schaltung.

Primärkreis: $L_{\mathrm{I}} = 1{,}6 \cdot 10^{-3}\,Hy$; $C_{\mathrm{I}} = 0{,}30\,\mu F$; $R_{\mathrm{I}} = 0{,}7$ Ohm; $f_{\mathrm{I}} = 6000\,Hz$

Sekundärkreis: $L_{\mathrm{II}} = 0{,}72 \cdot 10^{-3}\,Hy$; $C_{\mathrm{II}}$ veränderl. $R_{\mathrm{II}} = 0{,}5$ Ohm; $f_{\mathrm{II}} = 2000\,Hz$

Wandler: $\Phi_{\max} = 8000$ CGS; $n = 50$ Windungen; $R_w = 0{,}2$ Ohm.

Während der Ausschwingzeit — „Schalter geschlossen" — überlagern sich Primär- und Sekundärstrom im widerstandslosen Wandler ohne Energieaustausch. Die Frequenz des Sekundärstromes hängt während dieser Zeit lediglich von der Abstimmung des Sekundärkreises ab. Damit ein Dauerzustand zustande kommt, muß die während der Stoßzeit an den Sekundärkreis übertragene Energie während der Ausschwingzeit in diesem verbraucht werden[4]).

Gemäß der Festlegung der Stromrichtungen in Bild 1 ist der Wandlerstrom die Summe aus dem primären und sekundären Strom. Der Beginn der Stoßzeit ist somit auch von dem Sekundärstrom und seiner Phasenverschiebung zu dem primären abhängig. Soll der Wandler während einer Periode der tieferen, bei einer Erniedrigung also der sekundären Frequenz nur zweimal ummagnetisiert werden, dann darf je nach der Phasenverschiebung der beiden Ströme zueinander $\mathfrak{J}_{\mathrm{II}}$ nicht unter einen bestimmten Mindestwert sinken; bei einer Erniedrigung auf $f_{\mathrm{I}}/3$ muß nach Bild 2a, b

$$\text{a) } \mathfrak{J}_{\mathrm{II}} > \mathfrak{J}_{\mathrm{I}} \qquad \text{b) } \mathfrak{J}_{\mathrm{II}} > \frac{\omega_{\mathrm{I}}}{\omega_{\mathrm{II}}}\mathfrak{J}_{\mathrm{I}} \text{ werden.}$$

Wird in diesen beiden Stoßzeiten eine so große Energie auf den Sekundärkreis übertragen, daß sich in diesem ein den obigen Bedingungen entsprechender Strom ausbilden kann, dann ist ein Dauerzustand möglich.

[4]) Näheres über die Grundlagen dieser vereinfachten Lösung siehe die oben erwähnte Arbeit von Kramar.

### Vergleich von Rechnung[5]) und Oszillogramm[6]). Versuchsergebnisse.

1. Stoßzeit. $i_w \ll i_{\mathrm{I}}$ und $i_{\mathrm{II}}$; $i_w = 0$ gesetzt, d. h. Wandlerkreis scheinbar unterbrochen. Der Verlauf der Stoßzeitschwingung ist dann durch den Strom $i = +i_{\mathrm{II}} = -i_{\mathrm{I}}$ und die beiden Kondensatorspannungen $p_{c\mathrm{I}}$ und $p_{c\mathrm{II}}$ gegeben:

$$i = \mathfrak{J}\sin(\omega_s t + \alpha);\; p_{c\mathrm{I}} = \mathfrak{P}_{c\mathrm{I}}\cos(\omega_s t + \alpha) + Pe;$$
$$p_{c\mathrm{II}} = -\mathfrak{P}_{c\mathrm{II}}\cos(\omega_s t + \alpha) + Pe$$

Hierin ist:

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{(L_{\mathrm{I}} + L_{\mathrm{II}})\,C_k}};\quad tg\,\alpha = \frac{i_a}{(p_{c\mathrm{I}a} - p_{c\mathrm{II}a})\,\omega_s C_k}$$

$$\mathfrak{J} = \sqrt{i_a^2[(p_{c\mathrm{II}a} - p_{c\mathrm{I}a})\,\omega_s C_k]^2};\quad Pe = \frac{C_{\mathrm{II}}\,p_{c\mathrm{II}a} + C_{\mathrm{I}}\,p_{c\mathrm{I}a}}{C_{\mathrm{II}} + C_{\mathrm{I}}}$$

$$C_k = \frac{C_{\mathrm{I}}\,C_{\mathrm{II}}}{C_{\mathrm{I}} + C_{\mathrm{II}}} \sim C_{\mathrm{I}},\ \text{da } C_{\mathrm{II}} \gg C_{\mathrm{I}} \text{ ist.}$$

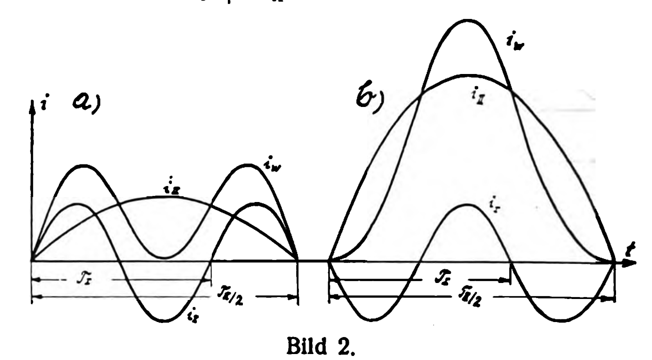



Bild 2.

Einfluß einer Phasenverschiebung zwischen $i_I$ und $i_{II}$ auf $J_{II}$ unter der Voraussetzung, daß $i_w = i_I + i_{II}$ in der Zeit $T_{II}$ nur zweimal Null werden darf.

Bei starker Sättigung des Wandlers ist die „Stoßfläche" $F = \int_{ta}^{te} p_w\,dt = 2 \cdot \Phi_{\max} \cdot n \cdot 10^{-8}$ Volt sec.

konstant und unabhängig vom Strom. Bei bekanntem zeitlichen Verlauf der Wandlerspannung und bekanntem $\Phi_{\max}$ kann daher die Stoßdauer $T_s = t_e - t_a$ erermittelt werden; wie aus der Schaltung hervorgeht, ist:

$$p_w = p_{c\mathrm{I}} + p_{c\mathrm{II}} = (\mathfrak{P}_{c\mathrm{I}} - \mathfrak{P}_{c\mathrm{II}})\cos(\omega_s t + \alpha) + Pe \text{ somit}$$

$$\frac{\mathfrak{F}\cdot\omega_s}{\mathfrak{P}_{c\mathrm{I}} - \mathfrak{P}_{c\mathrm{II}}} = \frac{Pe}{\mathfrak{P}_{c\mathrm{I}} - \mathfrak{P}_{c\mathrm{II}}}\cdot\omega_s T_s + \sin(\omega_s T_s + \alpha) - \sin\alpha$$

Aus dieser Beziehung kann $T_s$ graphisch leicht ermittelt werden (Bild 3).

[5]) Die Berechnung ist im wesentlichen die gleiche wie bei Kramar.

[6]) Die Auflösung der mit dem Braun'schen Rohr aufgenommenen Oscillogramme in den Strom-Zeit bzw. Spannungs-Zeit-Maßstab erfolgte aus je zwei um etwa 90° gegeneinander phasenverschobenen Aufnahmen, um eine möglichst große Genauigkeit zu erzielen. Die Wandlerspannung wurde bei Fig. 10, 11 u. 16 mit einer Hilfswicklung von 35 Wdg., bei Fig. 17 mit einer solchen von 200 Wdg. aufgenommen; aus letzterem wurde der Wandlerspannungsverlauf für die Zeit zwischen zwei Spannungsspitzen ermittelt. Die Eichung wurde durch einen auf das Braun'sche Rohr aufgebrachten und bei den Aufnahmen mit photographiertem Maßstab erheblich erleichtert.

Digitized by Google

Die Endwerte zur Zeit $t_e$: $i_e$, $p_{cIIe}$ und $p_{cIe}$ geben gleichzeitig die Anfangsbedingungen für die sich anschließende Ausschwingzeit.

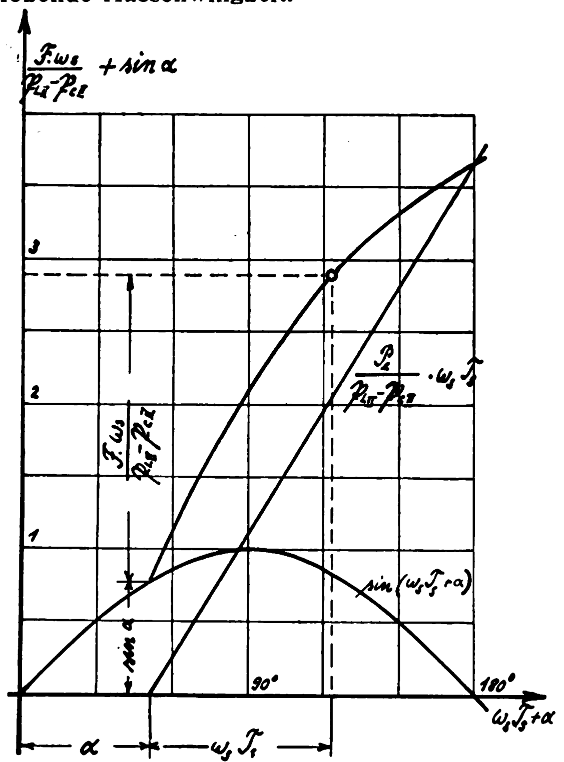


Bild 3.
Graphische Ermittlung der Stoßzeit $T_S$.

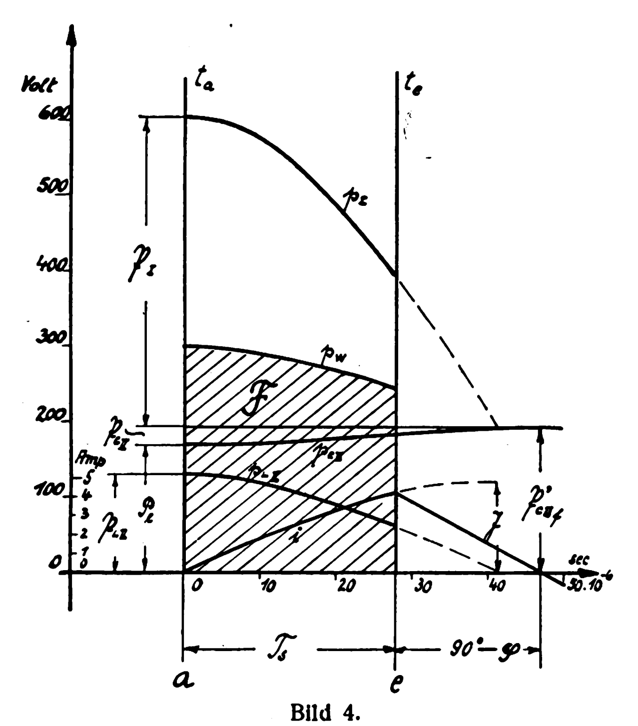


Bild 4.
Graphische Ermittlung der Stoßzeitschwingung.

2. Ausschwingzeit. $L_w = L_{str} \sim 0$, d. h. Wandlerkreis scheinbar kurz geschlossen. Im Sekundärkreis setzt eine freie Schwingung $i_{IIf}$, $p_{cIIf}$ von der Eigenfrequenz des Kreises:

$$\omega_{IIf} = \frac{1}{\sqrt{(L_{II} + L_{str})\, C_{II}}}$$

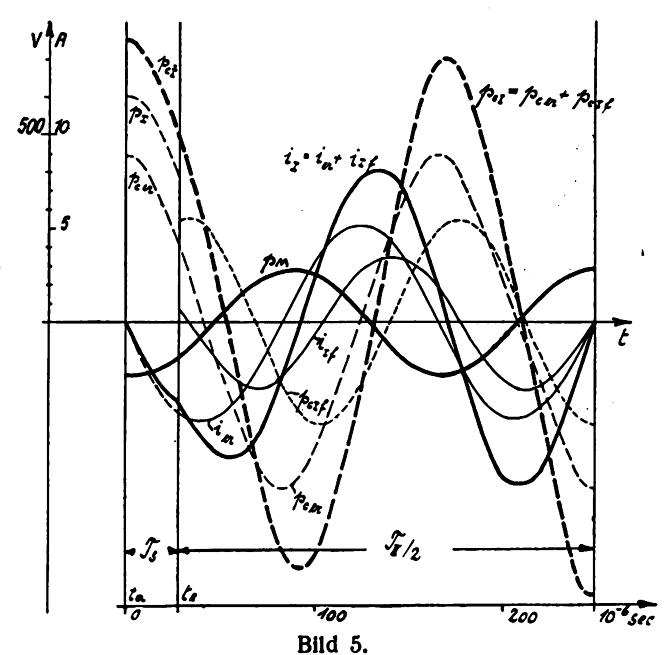


Bild 5.
Graphische Ermittlung des Strom- und Spannungsverlaufes während der Ausschwingzeit im Primärkreis.

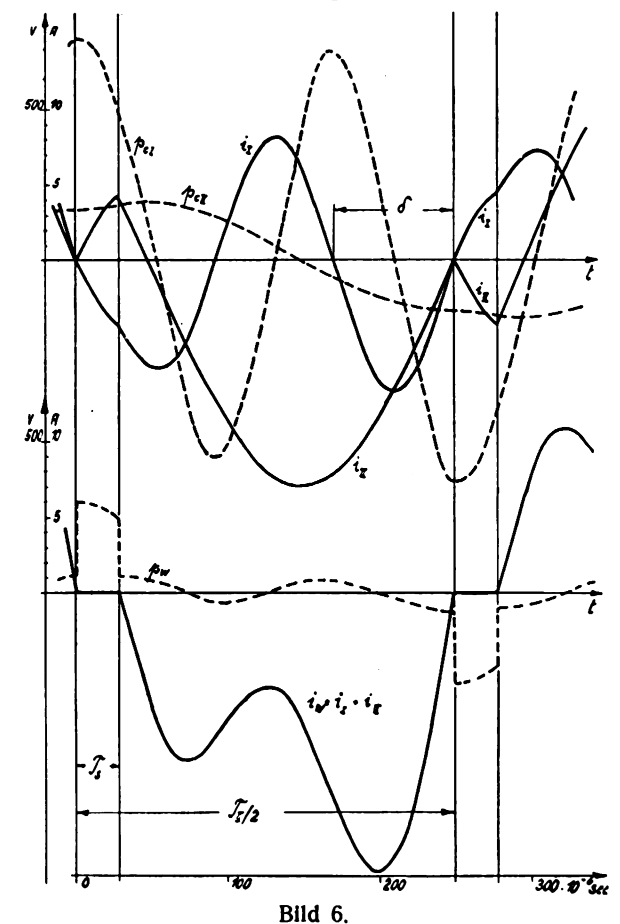


Bild 6.
Berechneter Verlauf von Strom und Spannung; (vergl. Bild 12).

ein; sie muß den Anfangs- und Endbedingungen genügen:

$$t = t_e:\ i_{IIf} = i_e;\quad t = \frac{T_{II}}{2} - T_s:\ i_{IIf} = -i_a$$

$$p_{cIIf} = p_{cIIe};\qquad p_{cIIf} = -p_{cIIa}.$$

Aus dem ersten Maximum der Kondensatorspannung nach dem Stoß $\mathfrak{P}'_{cIIf}$ und dem letzten vor dem Stoß

Digitized by Google

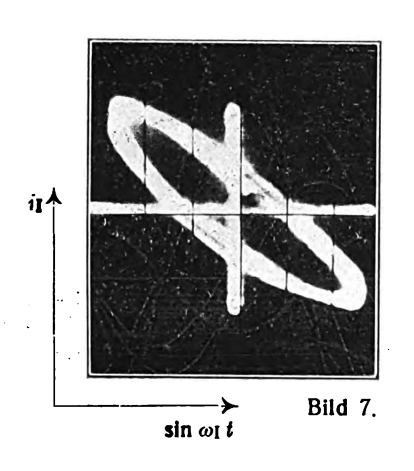


Bild 7.

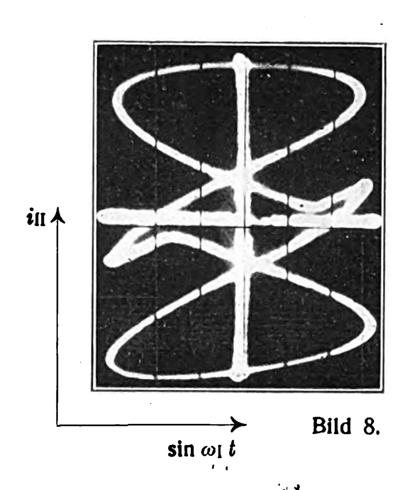


Bild 8.

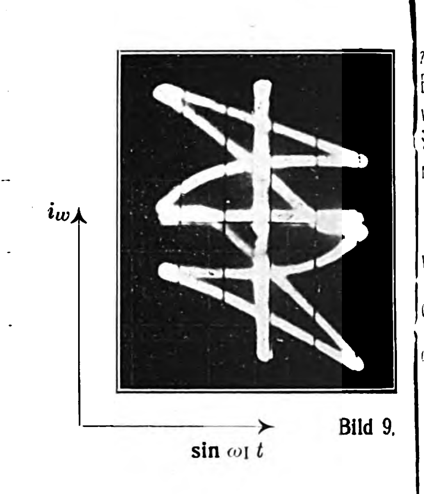


Bild 9.

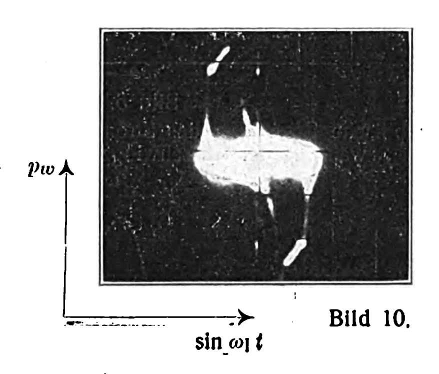


Bild 10.

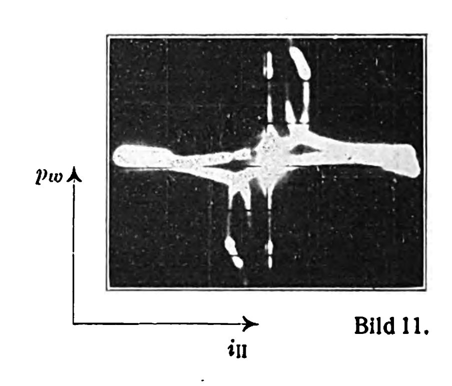


Bild 11.

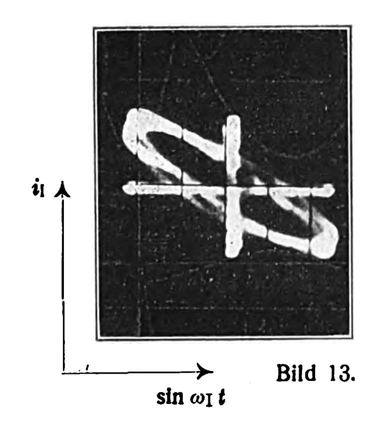


Bild 13.

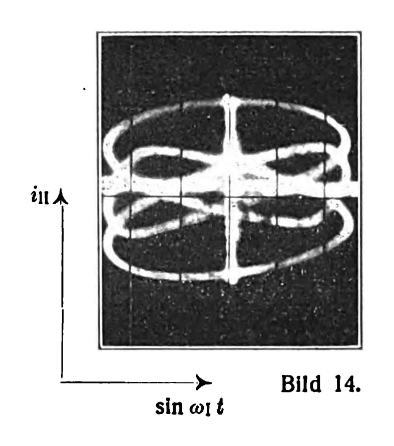


Bild 14.

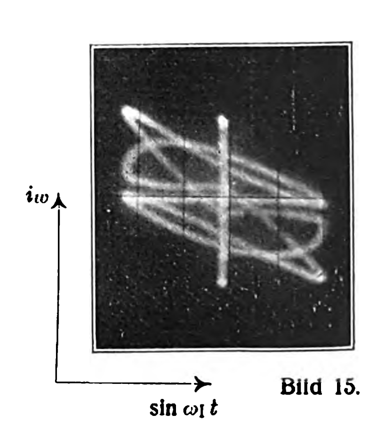


Bild 15.

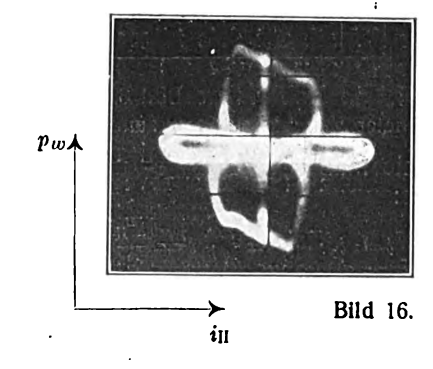


Bild 16.

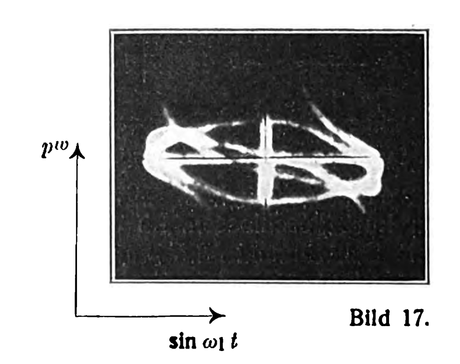


Bild 17.

Für $C_{II} = 5,1\,\mu F,\ i_a = + i_{IIa} = - i_{Ia} = 0$

$p_{cIIa} = 170$ Volt; $p_{cIa} = 750$ Volt[7])

zeigt Bild 4 den Verlauf der Stoßzeitschwingung, Bild 5 die Ermittlung des Strom- und Spannungsverlaufes im Primärkreis und Bild 6 den gesamten $\mathfrak{P}_{cIIf}$ kann angenähert die übertragene Leistung berechnet werden: $N \backsim f_{II} \cdot C_{II} (\mathfrak{P}'^{2}_{cIIf} - \mathfrak{P}''^{2}_{cIIf})$

Im Primärkreis kommt zu der freien Schwingung von der Eigenfrequenz $\omega_{If} = \frac{1}{\sqrt{L_I \cdot C_I}}$ noch eine durch den Generator erzwungene $i_{er}, p_{er}$, deren Größe von $\omega_I L_I - \frac{1}{\omega_I C_I}$ und der Maschinenspannung abhängt.

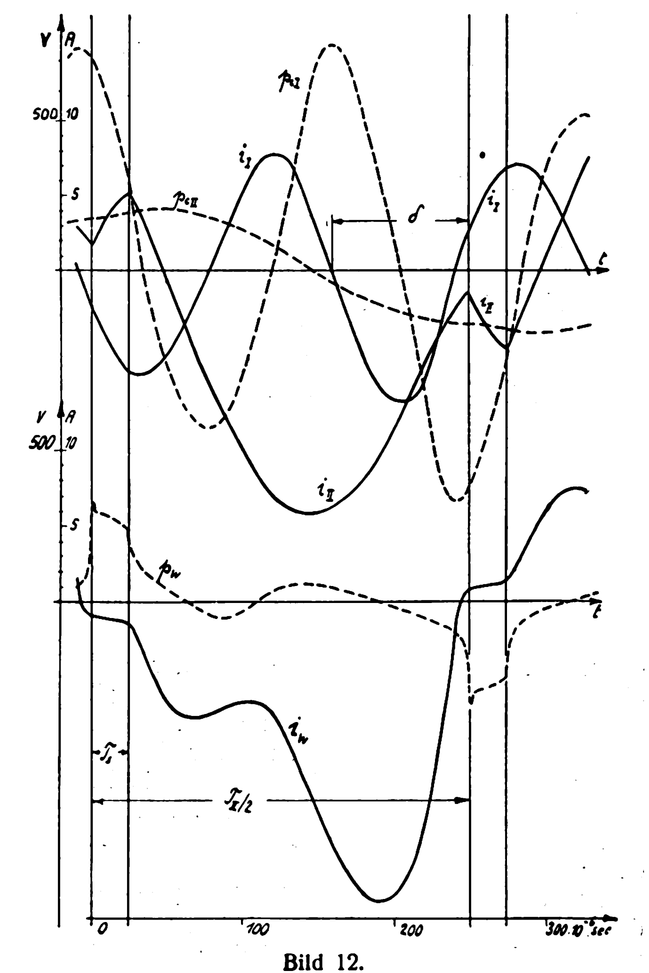


Bild 12.
Aus den Oscillogrammen (Fig. 7—11) ermittelter Strom- und Spannungsverlauf; (vergl. Fig. 6).

Zusammen müssen sie die Anfangs- und Endbedingungen erfüllen:

$$t = t_e:\ i_{er} + i_{If} = - i_e;\quad t = \frac{T_{II}}{2} - T_s;\ i_{er} + i_{If} = + i_a$$

$$p_{cer} + p_{cIf} = p_{cIe};\qquad p_{cer} + p_{cIf} = - p_{cIa}$$

Im folgenden sollen zwei Fälle von Frequenzerniedrigung auf $f_{II} = f_I/3$ näher untersucht werden. Vorgang. Die an den Sekundärkreis abgegebene Leistung beträgt $N \backsim 80$ Watt.

Die angenommenen Anfangsbedingungen entsprechen etwa den Oszillogrammen Bild 7—11; aus diesen Oszillogrammen wurde Bild 12 konstruiert. Ein Vergleich von Bild 6 und Bild 12 sowie die folgenden Werte zeigen eine gute Uebereinstimmung von Rechnung und Oszillogrammen.

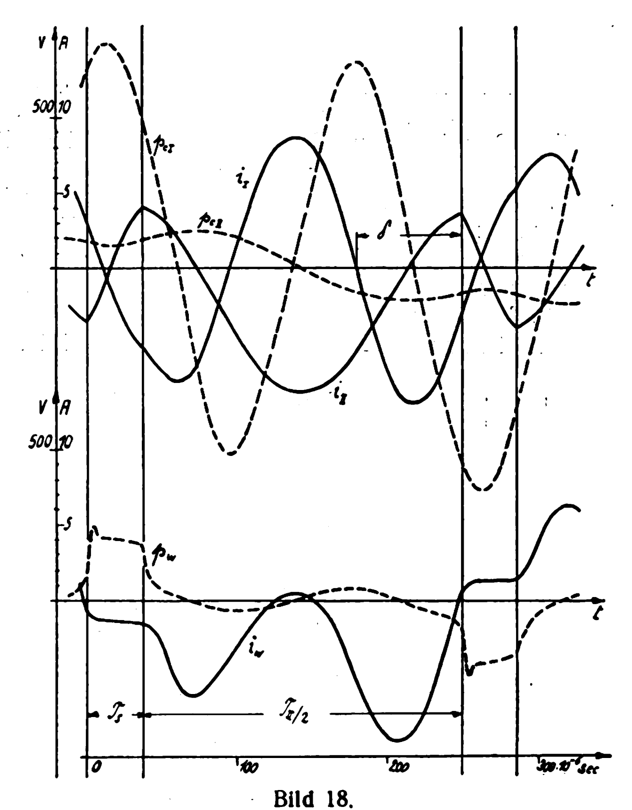


Bild 18.
Aus den Oscillogrammen (Bild 13—17) ermittelter Strom- und Spannungsverlauf; (vergl. Bild 20).

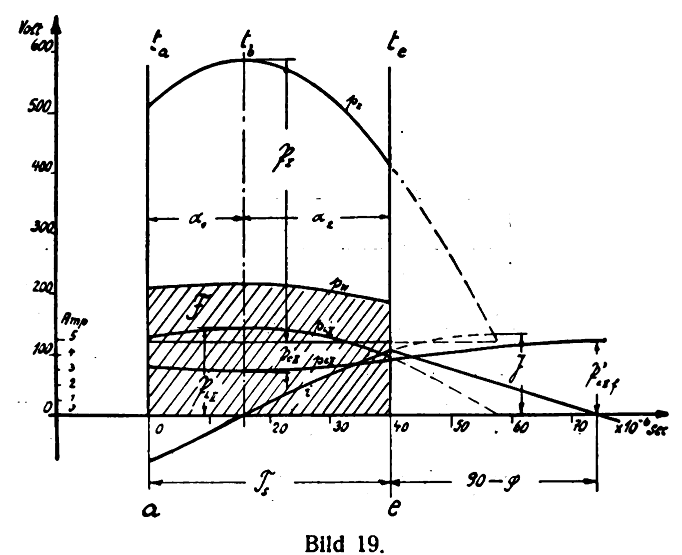


Bild 19.
Graphische Ermittlung der Stoßzeitschwingung.

| | | berechn. | Versuch |
|---|---|---|---|
| $T_s$ | $10^{-6}$ sec. | 28 | 25 |
| $\mathfrak{J}_{IIf}$ | Amp. | 15 | 17 |
| $\mathfrak{P}'_{cIIf}$ | Volt | 190 | 200 |

Die Oszilogramme (Bild 13—17) wurden bei $C_{II} = 2,9\,\mu F$ aufgenommen. Aus ihnen wurde Bild 18

[7]) In der Berechnung muß noch die Maschinenspannung $p_M$ berücksichtigt werden; es wurde daher an Stelle von $p_{cIa}$ mit $p_{Ia} = p_{cIa} - p_M$ gerechnet.

Digitized by Google

ermittelt. Andererseits wurde rein theoretisch für die gleiche Abstimmung und die dem Versuch entnommenen Werte: $i_a = + i_{IIa} = - i_{Ia} = - 3$ Amp.
$p_{cIIa} = 80$ Volt; $p_{cIa} = 650$ Volt
in Bild 19 wiederum der Verlauf der Stoßzeitschwingung ermittelt. Nur während der Zeit $t_b - t_e$ wird Energie an den Sekundärkreis abgegeben, während der Zeit $t_a - t_b$ liefert dieser seinerseits Energie an den primären Kreis zurück. Die während der Dauer der freien Schwingung im Sekundärkreis verbrauchte Leistung ist wesentlich kleiner geworden und beträgt nur noch $N \backsim 40$ Watt. Bild 20 zeigt den

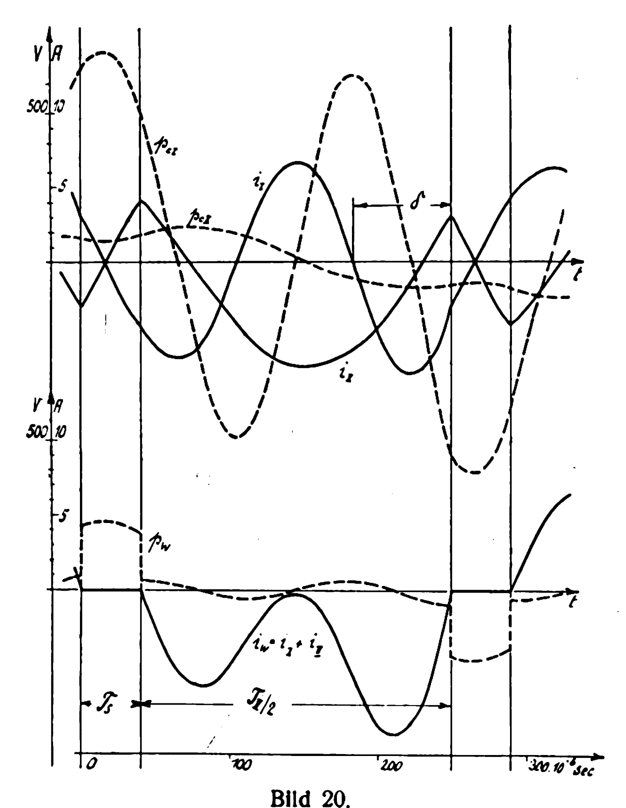



**Bild 20.**
**Berechneter Verlauf von Strom und Spannung; (vergl. Bild 18)**

gesamten Vorgang. Ein Vergleich mit Bild 18 läßt eine noch bessere Uebereinstimmung als im ersten Fall erkennen.

| | | berechn. | Versuch |
|---|---|---|---|
| $T_s$ | $10^{-6}$ sec. | 40 | 37 |
| $\mathfrak{J}_{IIf}$ | Amp. | 7 | 8 |
| $\mathfrak{P}_{cIIf}$ | Volt | 120 | 120 |

Aus der Berechnung ergibt sich für die Wandlerspannung in beiden Fällen ein etwas von dem tatsächlich beobachteten abweichender Verlauf. Diese Abweichung wurde bereits von Kramar[3]) festgestellt und in einer durch die Spulenkapazität bei Beginn des Stoßes hervorgerufenen zusätzlichen Schwingung begründet gefunden.

Bei den Versuchen wurde festgestellt, daß der Sekundärkondensator nur in den Grenzen $C_{II} = 5{,}3 - 2{,}0\ \mu F$ geändert werden durfte, wenn ein Dauerzustand $f_{II} = f_I/3$ bestehen bleiben sollte; sowohl bei weiterer Vergrößerung als auch Verkleinerung stellte sich sprunghaft ein Zustand $f_{II} = f_I$ ein. Da bei Aenderungen in den oben angegebenen Grenzen immer $C_{II} > C_I$ bleibt, wird mit $C_{II}$ nur die Frequenz der freien Schwingung im Sekundärkreis, nicht aber die der Stoßzeitschwingung[8]) verändert; es verschiebt sich also im wesentlichen nur der Zeitpunkt des Stoßeinsatzes. Bei Bild 12 beginnt der Stoß bei $\delta \backsim 200°$, also bereits in der negativen Halbwelle des Primärstromes, bei Bild 18 dagegen noch in der positiven bei $\delta \backsim 160°$. Für die beiden oben erwähnten Grenzfälle ist $\delta \backsim 230°$ bzw. $\delta \backsim 140°$.

Der Grund dafür, daß die Stoßzeit nicht noch früher als $\delta \backsim 140°$ gelegt werden darf, ist an Hand von Bild 19 leicht zu erkennen; es würde dann in der Zeit von $t_a - t_b$ mehr Energie von dem Sekundärkreis zurückgegeben werden, als während der Zeit von $t_b - t_e$ auf ihn übertragen wird. Bei $\delta \backsim 240°$ kehrt der theoretische Wandlerstrom $i_w = i_I + i_{II}$ schon kurz nach dem Stoß seine Richtung um. Dadurch sind die Anfangsbedingungen für einen zweiten Stoß erreicht. Uebereinstimmend mit Kramar konnte auch für die Erniedrigung kein derartiger Fall beobachtet werden, sondern es stellte sich immer sprunghaft $f_{II} = f_I$ ein.

Während für den Dauerzustand somit eine weitgehende Übereinstimmung mit der Frequenzvervielfachung bei schwach gedämpftem Sekundärkreis festgestellt werden konnte, besteht ein wesentlicher Unterschied darin, daß bei der Frequenzerhöhung durch die Eisensättigung die sekundäre Frequenz von selbst als höhere Oberschwingung entsteht. Bei der Frequenzerniedrigung ist aber bei abgeschaltetem Sekundärkreis die sekundäre Frequenz zunächst garnicht in der Wandlerspannung enthalten. Erst durch die große Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Wandler muß erreicht werden, daß die Grundfrequenz der Wandlerspannung gleich der sekundären, die Frequenz einer Oberschwingung aber gleich der primären, d. h. gleich der von außen aufgedrückten Maschinenfrequenz, wird. Aus der Notwendigkeit dieser Rückwirkung ergibt sich, daß die Frequenzerniedrigung nicht so ohne weiteres von selbst eintritt und das Einleiten eines Dauerzustandes besonderer Maßnahmen bedarf.

Bei den Versuchen wurde derart vorgegangen, daß zunächst der Primärkreis allein an die Maschine gelegt und erst dann der Schalter $S$ (Bild 1) geschlossen wurde. Durch diesen Schaltvorgang wird, wie bekannt, im Sekundärkreis eine freie abklingende Schwingung von der Frequenz $\frac{1}{\sqrt{L_{II} C_{II}}}$ erregt; setzt diese in der richtigen Phase und Größe ein, bedingt durch den Zeitpunkt des Schaltens, so kann hierdurch der in Bild 18 dargestellte Dauerzustand eingeleitet werden. Wird dagegen der Primärkreis bei geschlossenem Schalter $S$ an die Maschine gelegt, dann wird $f_{II} = f_I$, $i_{II} \backsim i_I$ und $i_w \backsim 0$, da der Widerstand des Sekundärkreises für die Primärfrequenz klein ist gegenüber dem des Wandlers im Gebiet der Ummagnetisierung; letzterer wird nicht mehr gesättigt und die Wandlerspannung zeigt angenähert sinusförmigen Verlauf.

[8]) Als günstig erwies sich $\omega_s \backsim \omega_I$; im vorliegenden Fall war $\omega_I = 37700$, $\omega_s = 37800$.



Zu erwähnen wäre noch, daß für den Fall einer Gleichstromvormagnetisierung auch $f_{II} = f_I/2$ erreicht wurde. Dagegen konnte $f_{II} = f_I/5$ nicht mehr erzielt werden, was darauf zurückzuführen sein dürfte, daß die während der Stoßzeit übertragene Energie zu klein war, um im Sekundärkreis einen so großen Strom von der Frequenz $f_{II} = f_I/5$ aufrecht zu halten, daß der Wandler in der Zeit $5 \cdot T_I$ nur zweimal ummagnetisiert wird.

Zum Schluß sei noch auf einen von Kramar bei ganz geringer Dämpfung beobachteten Fall[3]) hingewiesen, bei dem im wesentlichen eine Versechsfachung der Frequenz eintrat, der gesamte Vorgang sich aber nicht nach Ablauf einer vollen Periode, sondern erst nach zwei Perioden genau wiederholte. Dieser Sonderfall stellt bis zu einem gewissen Grade auch eine Art Erniedrigung auf $f_I/2$ dar.

Ich möchte nicht versäumen, auch an dieser Stelle Herrn Professor Barkhausen für wertvolle Anregungen zu danken.

**Zusammenfassung.**

Mit Hilfe des Braunschen Rohres werden die bei einer Frequenzerniedrigung auf ⅓ der Maschinenfrequenz auftretenden Erscheinungen näher untersucht. Unter der Annahme, daß der hochgesättigte Wandler wie ein Schalter wirkt, können die Vorgänge auch rechnerisch verfolgt werden, wobei sich eine gute Uebereinstimmung mit den Versuchen zeigt. Die Einleitung eines Dauerzustandes bedarf im Gegensatz zur Frequenzvervielfachung besonderer Maßnahmen. Für den Dauerzustand selbst dagegen liegen ähnliche Verhältnisse wie bei der Vervielfachung vor.

(Eingegangen am 4. Mai 1929.)

---

# Eisenverluste von Frequenz-Transformatoren.

Von **M. Osnos**,

Mitteilungen aus dem Telefunken-Laboratorium.

**Inhaltsübersicht:**

1. Betrachtungen über zweckmäßige Grundlagen für die Beurteilung der Eisenverluste von starkgesättigten Hochfrequenzblechen.
2. Versuche.
   Ziel und Zweck der Versuche, untersuchtes Material und Versuchsmethode.
   Schaltung.
   Ergebnisse bei Leerlauf.
   Ergebnisse bei Belastung.
3. Zusammenfassung.

Vor einigen Jahren wurde dem Telefunken-Laboratorium die Aufgabe gestellt, die Eisenverluste von Hochfrequenzblechen verschiedener Dicke und Sorte für die Zwecke des Maschinensenders zu bestimmen.

Obwohl nun die Maschinensender nicht mehr ganz modern sind, so dürften dennoch die Ergebnisse, zu denen wir gekommen sind, wegen ihrer prinzipieller Bedeutung von Interesse sein. Es ergab sich nämlich, daß die Eisenverluste bei Hochfrequenz-Transformatoren von einem ganz anderen Standpunkte aus als bei gewöhnlichen Transformatoren beurteilt werden müssen.

Bei gewöhnlichen Transformatoren geht man bei den Eisenverlustuntersuchungen von der magnetischen Induktion $B$ und der Periodenzahl aus: Man fragt sich, wieviel Verluste hat das Eisen für ein Kilogramm bei gegebenem $B$ und Periodenzahl. Diese Frage kann man dort stellen, weil die gewöhnlichen Transformatoren im allgemeinen wenig gesättigt sind und somit bei sinusförmigem Magnetisierungsstrom auch die Induktion $B$ sinusförmig und von derselben Periodenzahl wie der Strom ist.

Bei den Frequenztransformatoren hat dagegen diese Frage keinen Sinn, weil infolge der starken magnetischen Sättigung, die sie zu ihrer Wirkung brauchen, im Eisen gleichzeitig mehrere Induktionen von verschiedener Periodenzahl entstehen.

Bei gewöhnlichen Transformatoren kann man ferner bei Beurteilung der Eisenverluste statt von der Induktion $B$ auch von den Amperewindungen pro cm ausgehen. Bei Frequenztransformatoren kann man es nicht, weil bei diesen die Verluste nicht nur von der absoluten Größe des Stromes bzw. der Amperewindungen abhängig sind, sondern auch von dessen Reinheit, d. h. davon, ob der Strom nur die Grundwelle oder auch mehr oder weniger Oberwellen enthält.

Dieses ist aber (Bild 1 und 2) von der Größe der Abstimmittel, der sogenannten Sperre[1]), abhängig, die man in Reihe mit dem Frequenztransformator schaltet, und die in der Praxis ganz verschieden sein kann. Denn die Sperre ist sowohl von der Schaltung des Frequenztransformators wie von der Leistung und der Größe der Vielfachung abhängig.

Man könnte allerdings für die Versuchszwecke eine so große Sperre nehmen, daß der Magnetisierungsstrom nahezu ein reiner Sinusstrom wird. Diese Versuche hätten aber für die Praxis keinen Wert, weil für die Praxis weder große Sperren noch reine

---

[1]) Unter Sperre kann man im allgemeinen verstehen eine Kombination von $L$ und $C$, die so bemessen und angeordnet sind, daß sie den ungewünschten Wellen den Weg mehr oder weniger versperren, den gewünschten aber den Weg freihalten.

In unserem Falle besteht die Kombination (Sperre) aus in Reihe geschalteten $L$ und $C$, die gemeinsam auf die Grundwelle abgestimmt sind. Sie läßt also die Grundwelle $\lambda$ im wesentlichen durch, während sie einer anderen Welle einen Blindwiderstand von der Größe $X = r\left(1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_0^2}\right)$ bietet, wobei $r = \omega L$ = Induktanz. Je größer $r$ desto größer $X$, man kann also von einer großen und kleinen Sperre sprechen, je nachdem ihr $L$ groß oder klein ist.

Es sind aber auch andere Kombinationen von $L$ und C möglich, die man als Sperre in unserem Sinne bezeichnen kann, so vor allem die bekannte Zwischenkreisschaltung sowie die sogenannten Kettenleiter.

Digitized by Google

Magnetisierungsströme brauchbar sind, denn erstens verursacht eine große Sperre große Verluste und große Anschaffungskosten und zweitens ist es für den Wirkungsgrad des Transformators zweckmäßig, daß der Transformatorstrom mehrere Wellen bzw. Zwischenfrequenzen enthält. Ein künstlich zugestellter Sinusstrom im Transformator wäre also in allen Beziehungen schädlich, und man sucht daher in der Praxis die Sperre auf das unbedingt notwendige Maß zu reduzieren.

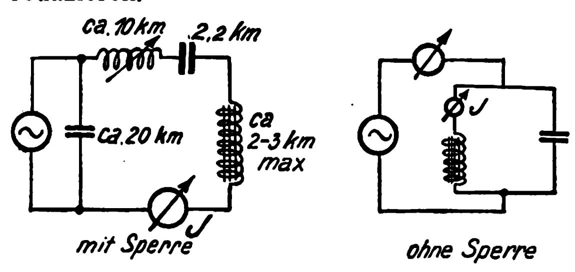



**Bild 1.**
**Schaltungen von Schwingungskreisen mit Eisendrosseln.**

Auch die Spannung (bzw. Spannung pro Windung) des Transformators schien zunächst keine richtige Grundlage für die Beurteilung der Eisenverluste zu geben, denn auch diese ist von der Größe der Sperre stark abhängig.

Es war also zunächst schwer, eine brauchbare Beziehungsgröße für die Eisenverluste beim Frequenztransformator zu finden.

Zu einem befriedigenden Ergebnis führte mich schließlich folgender Gedanke.

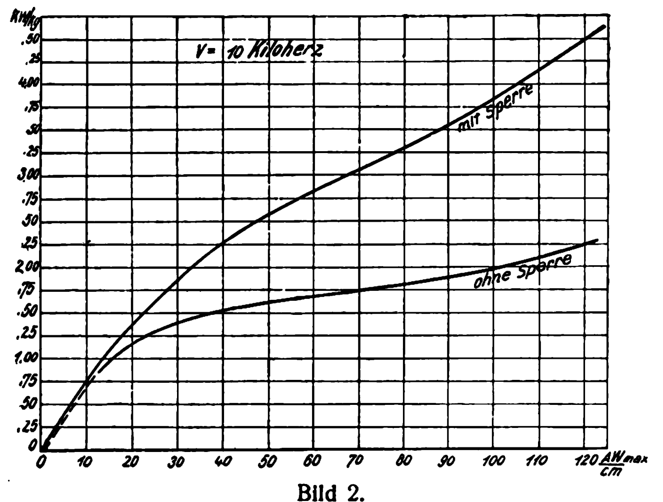



**Bild 2.**
**Eisenverluste von *Si*-legiertem Blech bei $\nu = 10\ kHz$.**

Ein Frequenztransformator ist desto besser, je größer das Verhältnis $\frac{\text{Nutzleistung}}{\text{Transformator kVA}}$ bei ihm ist. Sämtliche bekannte Schaltungen haben den Zweck, bei einer gegebenen Wellenreinheit dieses Verhältnis möglichst groß zu machen. Man kann also sagen, daß dieses Verhältnis ein Maß für die Güte eines Frequenztransformators bildet. Nun dachte ich mir, ob nicht auch das Verhältnis $\frac{\text{Eisenverluste}}{\text{Transformator kVA}}$ bei Leerlauf des Transformators ein Maß für die Güte des Eisens geben könnte? Natürlich im umgekehrten Sinne, d. h. je kleiner das Verhältnis, desto besser das Eisen.

Auf Grund dieser Ueberlegung sind Versuche gemacht worden, die zu einem überraschenden Erfolg geführt werden.

Sie haben nämlich gezeigt (s. Bild 3 und 4), daß bei den für die Frequenzsteigerung in Betracht

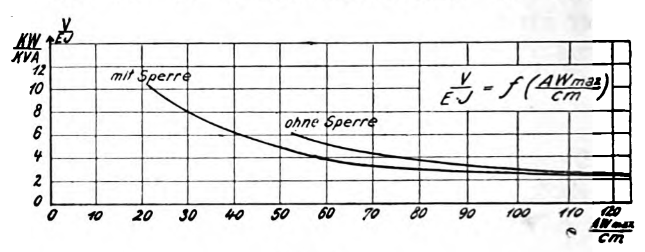



**Bild 3.**
**Prozentuale Eisenverluste von neuem *HF*-Blech.**

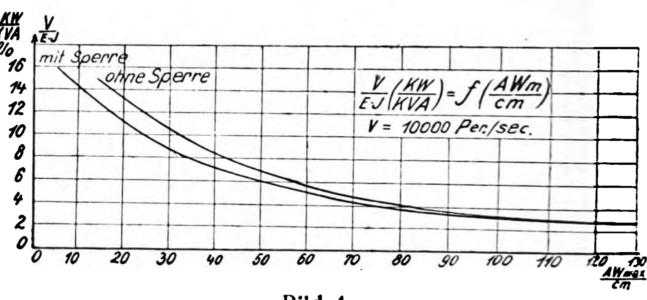



**Bild 4.**
**Prozentuale Eisenverluste von *Si*-legiertem Blech.**

kommenden Sättigungen das oben genannte Verhältnis

$$\frac{V}{EJ}$$

als Funktion von AW/cm aufgetragen, fast unabhängig von der Größe der Sperre, der Art der Schaltung, der Blechsorte und Dicke ist.

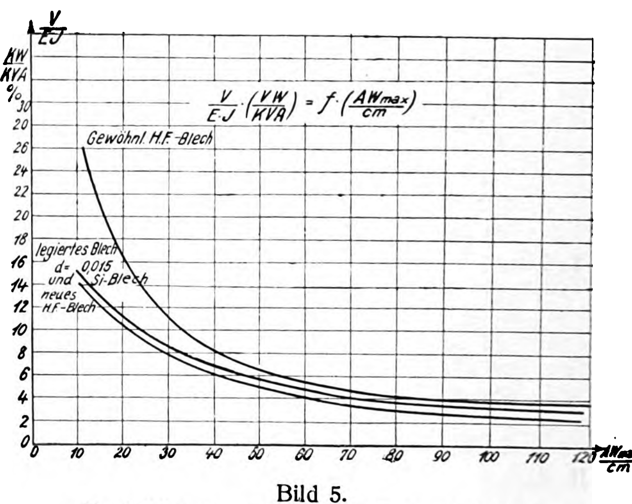



**Bild 5.**
**Vergleich von verchiedenen Eisenblech-Sorten.**

Ferner haben sie gezeigt, daß diese Funktion von etwa 11 AW/cm an (ebenfalls für sämtliche untersuchten Blechsorten) eine fast reine leicht zu berechnende Hyperbel ist.

Die verschiedenen Eisensorten haben verschiedene Hyperbeln ergeben. Aus dem Vergleich dieser Hyperbeln miteinander (s. Bild 5) kann man sich daher ein Urteil über die verhältnismäßige Güte der

Digitized by Google

verschiedenen Eisensorten bilden: je niedriger die Hyperbel liegt, desto besser ist die betreffende Eisensorte.

Aus dem Verlauf der Hyperbel kann man ferner deren Konstante für jede Blechsorte berechnen. Bequemer für die Berechnung ist jedoch, wenn man den reziproken Wert, d. h.

$$\frac{E J}{V}$$

als Funktion von AW/cm aufträgt, wodurch die Hyperbeln in Gerade sich verwandeln (s. Bild 6), deren Konstanten leichter zu berechnen sind.

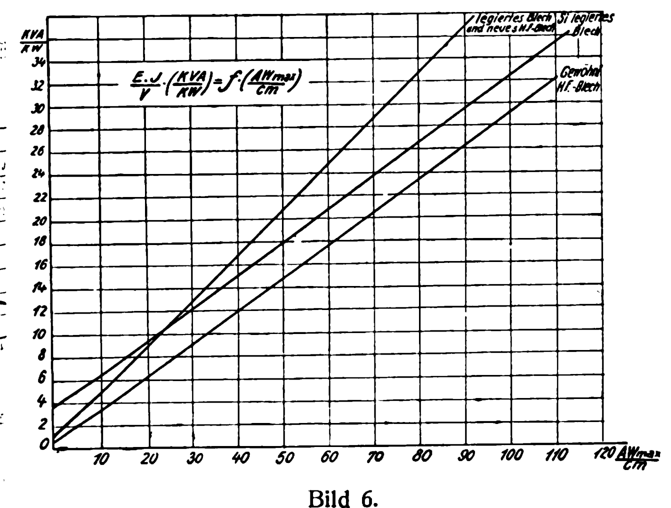



Bild 6.
**Prozentuale Schwingleistung verschiedener Eisensorten.**

Besonders interessant ist, daß man aus den Hyperbeln bzw. Geraden nicht nur einen Vergleich zwischen verschiedenen Eisensorten führen kann, sondern annähernd auch die absolute Größe der Eisenverluste für einen beliebigen Frequenztransformator, ohne sein Eisengewicht zu kennen, berechnen kann, wenn seine Nutzleistung und seine Grundfrequenz gegeben ist.

Vorausgesetzt nämlich, daß die Schaltung und die Abstimmittel des Senders möglichst günstig gewählt sind, ist bei gegebener Grundfrequenz, Frequenzsteigerung und Wellenreinheit das Verhältnis

$$\frac{\text{Nutzleistung}}{\text{Transformator — E. J (bei Leerlauf)}} = \text{konstant.}$$

Die erfahrungsgemäß gefundene Konstante sei gleich $K_1$.

Andererseits sei der den Geraden in Bild 6 entnommene Wert von $\frac{E J}{V}$ für eine gewisse Zahl von AW/cm $= K_2$.

Demnach ist der absolute Wert der Eisenverluste

$$V = \frac{\text{Nutzleistung}}{K_1 \cdot K_2}$$

Die bisherigen Versuche sind allerdings bei Leerlauf, d. h. ohne Nutzleistung ausgeführt worden. Fernere Versuche haben jedoch gezeigt, daß von 3- bis 15-facher Frequenzsteigerung und richtiger Abstimmung des Senders die Eisenverluste bei Belastung sich nur um 15—30% von denen bei Leerlauf unterscheiden.

Die Steigerung der Eisenverluste bei Belastung gegenüber Leerlauf ist also bei Frequenztransformatoren nicht ungünstiger als bei gewöhnlichen Transformatoren und kann daher mit angenäherter Sicherheit stets in Betracht gezogen werden.

Sämtliche Versuche sind von Herrn Dr. Sammer ausgeführt worden, der anschließend sie näher beschreibt.

---

# Nähere Beschreibung der ausgeführten Versuche.

Von **F. Sammer,** Telefunken.

### A. Leerlaufversuche.

I. Ziel und Zweck der Versuche war:

1. Die Größe der zu erwartenden Eisenverluste (in kW pro kg Eisen bei 10 000 Perioden Grundfrequenz) überhaupt festzustellen und
2. unter 5 verschiedenen Eisensorten das geeignetste Eisen auszuwählen.

II. Untersuchtes Material war

a) sog. altes H.F.-Blech, aus einer älteren Lieferung stammend, Blechdicke ca. 0,09 bis 0,10 mm,
b) sog. neues H.F.-Blech, neue Lieferung, Dicke ca. 0,05—0,07 mm,
c) Silicium-legiertes Blech, Dicke ca. 0,05 bis 0,07 mm,
d) sog. legiertes Blech, spez. Gewicht 7,3, Dicke ca. 0,015—0,022 mm,
e) emaillierter Haardraht, Dicke ca. 0,05 mm.

III. Die Versuchsmethode war:

eine kalorimetrische Methode (s. Bild 7), bei der jeder einzelne Meßpunkt unmittelbar mittels Gleichstrommessung nachkontrolliert wurde, und zwar derart, daß sich die Kontrollmessung und die ursprüngliche Messung in beiden Fällen im gleichen Temperaturintervall und bei annähernd gleicher Zeitdauer vollzogen. Damit werden folgende Fehlerquellen eliminiert:

Fehler infolge Wärmeverlusten,
Fehler durch Aenderung der spez. Wärme des Oelbades und Fehler durch Rührarbeit.

Da sich außerdem die Wärmeentwicklung beim Hauptversuch in anderer Weise als beim Kontrollversuch vollzieht, wurden die Temperaturen erst nach bestimmter Zeit nach dem Ausschalten abgelesen.

Die vorhandenen Eisenproben gelangten hauptsächlich in Form von Eisenringen von 90/70 mm oder 70/54 mm Durchmesser und in einer Gewichtsmenge


Digitized by Google

von 50—200 gr, je nach verfügbarer Menge zur Verwendung. Wicklung 40 Wdg. Hochfrequenzlitze 3×3×45×0,10.

Die Kupferverluste wurden gesondert mittels einer Vergleichsdrossel ohne Eisen bestimmt. Diese stimmen ziemlich mit den aus dem Gleichstromwiderstand errechneten überein. (Z. B. 0,0026 Ω statt 0,0025 Ω.)

Der mittlere Meßfehler ermittelte sich aus 3 Messungen zu 1%.

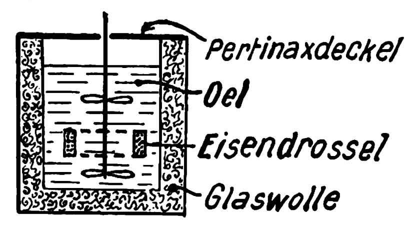



**Bild 7. Skizze des Kalorimeters.**

IV. Schaltung.

Als Schaltung ist die bei Telefunken für Maschinensender gut bewährte Schaltung nach Bild 1 ausgeführt worden. (D.R.P. 457 533, 379 222 u. a. Telefunken-Osnos.) Das Wesentliche derselben besteht darin, daß parallel zur Maschine eine Kapazität geschaltet ist. Dadurch wird die Maschine sowohl vom Blindstrom wie auch von Oberwellen wenigstens größtenteils entlastet.

V. Ergebnisse.

Die Untersuchung erstreckte sich auch auf den Einfluß der Schaltung auf die Verluste. Diese wurden untersucht bei großer Oberwellensperre im Primärkreis und auf Vorschlag von Herrn Osnos auch bei kleiner Sperre. Dabei ergab sich, daß der absolute Betrag der Verluste unter sonst gleichen Verhältnissen (gleiche $\frac{A\,Wm}{cm}$, gleiche Frequenz) sehr stark abhängig ist von der Größe dieser Sperre (s. S. 87). Bei großer Sperre ($L_{sperre} = 10 \cdot 10^5$ cm; $L_{emax} = 2—3 \cdot 10^5$ cm) erhält man nahezu sinusförmigen Strom und eine sehr durch Oberwellen verzerrte Spannung, während man bei kleiner Sperre nahezu sinusförmige Spannung und einen stark durch Oberwellen verzerrten Strom erhält.

Bei gleichen effektiven Mittelwerten der Magnetisierungsströme nehmen im ersten Fall (welcher durch sinusförmigen Strom charakterisiert ist) die Eisenverluste bedeutend höhere Werte an — wie Bild 2 deutlich zeigt — trotzdem hier die Maximalamplitude des magnetisierenden Stromes und damit auch die maximale Sättigung des Eisens weit geringer ist als im zweiten Fall (sinusförmige Spannung). Im ersten Fall ist aber auch die schwingende Leistung am Eisenkern größer. Daher hat Herr Osnos vorgeschlagen, die Eisenverluste pro schwingender Leistung am Eisenkern anzugeben. Wie aus den Bildern 3 und 4 hervorgeht, ist dieses Verhältnis schon bei mittleren Sättigungen annähernd, bei größeren Sättigungen ganz unabhängig von der Art der gewählten Schaltung und nur eine Funktion der Amperewindungen pro cm. Wie die Bilder 4 und 5 zeigen, kann das Verhältnis $\frac{\varepsilon \cdot J}{V}$ dargestellt werden durch die Gleichung

$$\frac{\varepsilon \cdot J}{V}\left(\frac{kVA}{kW}\right) = 0{,}29 \cdot \frac{A\,W_{max}}{cm} + 0{,}4 \text{ für altes H. F.-Blech und Haardraht von 0,05 mm}$$

$$= 0{,}30 \frac{AW}{cm} + 3 \text{ für legiertes H. F.-Blech}$$

$$= 0{,}805 \cdot \frac{AW}{cm} + 1 \text{ für neues H. F.-Blech}$$

$V$ = Eisenverluste in kW.
$\varepsilon$ = Effektivwert der Spannung an der Eisenkernspule.
$J$ = Effektivwert des Stromes.

Wie ersichtlich, ist dasjenige Eisen von größerer Güte, welches das größere $\frac{\varepsilon J}{V}$ hat, was einer größeren Konstante $e$ in dem Ausdruck

$$\frac{\varepsilon \cdot J}{V} = e \cdot \frac{A\,W_m}{cm} + 1$$

gleichkommt.

## B. Belastung.

Die Belastungsversuche wurden in gleicher Weise wie die Leerlaufversuche unternommen.

Zugrunde liegt die Schaltung von Bild 8, wobei zu bemerken ist, daß die Sperre im Belastungskreis stets so groß war, daß praktisch nur die gewünschte

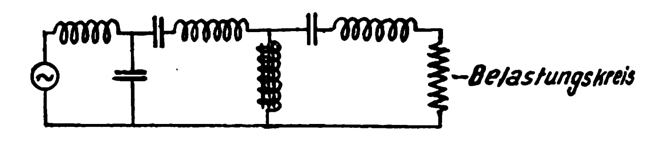



Bild 8.

Harmonische gemessen wurde. Untersucht wurde nur das neue H. F.-Blech bei Verdreifachung und Verfünfzehnfachung. Folgende Tabelle gibt Aufschluß über die gemessenen Resultate:

| $J_{eff}$ | $\frac{AW}{cm}$ | $\varepsilon_{eff}$ | $V$ | $c$ | Bemerkungen |
|---|---|---|---|---|---|
| 30 | 270 | 1100 | 267 | 0,46 | Verfünfzehnfachung bei einer Primärsperre = 1:5. |
| 50 | 450 | 1350 | 400 | 0,38 | |
| 60 | 540 | 1400 | 423 | 0,37 | |
| 70 | 630 | 1470 | 470 | 0,35 | |
| 60 | | 1240 | 400 | 0,35 | Sperre 1:2,5 — Verfünfzehnfachung |
| 60 | 540 | 1310 | 402 | 0,36 | 1:3,0 |
| 60 | | 1390 | 450 | 0,345 | 1:3,6 |
| 30 | 182 | 619 | 303 | 0,40 | Sperre 1:1,5 Verdreifachung |

Wie aus der Tabelle ersichtlich, schwankt die Konstante $c$ in den Grenzen 0,46 und 0,345, während sich der aus den Leerlaufversuchen ermittelte Wert zu 0,405 ergibt. Der maximale prozentuale Fehler beträgt also etwa ± 15%, so daß selbst bei den unübersichtlichsten Verhältnissen der Belastung mit irgendeiner Vervielfachung die aufgestellte Formel

Digitized by Google

ihren Wert als Mittel zur Schätzung der Eisenverluste für alle Fälle beibehält.

**Zusammenfassung.**

Es wurde die Aufgabe gestellt, die Eisenverluste von Hochfrequenzblechen verschiedener Sorten und Dicken zu bestimmen.

Anfänglich waren gewisse Schwierigkeiten zu überwinden, da man nicht wußte, welche Bezugsgröße als Basis zu nehmen ist.

Während man nämlich bei Niederfrequenztransformatoren als Bezugsgröße für die Eisenverluste die sinusförmige Induktion $B$ oder die sinusförmige AW/cm nehmen kann, ist es bei den Hochfrequenztransformatoren unmöglich. Denn wegen der hohen Sättigung ist bei diesen sowohl die Induktion $B$ wie auch der Magnetisierungsstrom mehrwellig, also keine eindeutige sinusförmige Größe, die man als Bezugsbasis wählen könnte. Auch stelte sich heraus, daß die Verluste von der Größe der sogenannten Sperre und der Art der Schaltung abhängig sind, die noch gar nicht festliegen.

Eingehende Ueberlegungen und praktische Untersuchungen haben nun in überraschender Weise gezeigt, daß die Eisenverluste bei Hochfrequenztransformatoren einem ganz anderen als bei Niederfrequenztransformatoren, aber sehr einfachen Gesetzen folgen.

Es hat sich nämlich gezeigt, daß von einem gewissen Wert AW/cm (10—15) an das Verhältnis

$$\frac{\text{Eisenverluste}}{\text{Transformator kVA}}$$

in Abhängigkeit von AW/cm aufgetragen, praktisch nach einer *Hyperbel* verläuft, deren Konstanten leicht zu berechnen sind.

Und dieses ganz unabhängig von der Art der Schaltung und der Größe der Sperre und angenähert unabhängig von der Belastung.

Bekanntlich bezeichnet man mit dem *Dämpfungsfaktor* einer Spule ganz allgemein das Verhältnis

$$\frac{\text{Verluste}}{\text{schwingende kVA}}$$

der Spule.

Das oben genannte Verhältnis ist also nichts anderes als der Dämpfungsfaktor eines Frequenztransformators bzw. einer stark gesättigten Eisenkern-Spule.

Man kann also den Dämpfungsfaktor als ein nur vom Material und der Grundfrequenz abhängiges Maß für die Eisenverluste, mit den AW/cm als Basis, nehmen. Dies besagt, daß die *Güte einer Eisenkernspule genau so wie die einer eisenlosen durch die Größe ihres Dämpfungsfaktors charakterisiert ist.* Für den Vergleich aber von verschiedenen Eisensorten miteinander kann man sagen: *je geringer der Dämpfungsfaktor der aus ihnen angefertigten Eisenspulen* (bei gleichen AW/cm und gleicher Grundperiodenzahl, aber unabhängig von deren sonstigen Dimensionen), *desto besser ist das Eisen.*

(Eingegangen am 24. Mai 1929.)

---

# Amplitudenabhängigkeit der dynamischen Steilheit beim Richtverstärker.

Von **Manfred von Ardenne** und **Kurt Schlesinger,** Berlin.

**Inhaltsübersicht:**



## A. Problemstellung.

Die der Arbeit zugrundeliegende Problemstellung ergibt sich, wenn bei einer mit Anodengleichrichtung arbeitenden Einrohrschaltung gleichzeitig Rückkopplung angewandt werden soll. Während nämlich bei Gittergleichrichtung, bei der der Gleichrichtungseffekt im Gitterkreis und seine Verstärkung wesentlich unabhängig voneinander vor sich gehen, an der steilsten Stelle der Anodenkennlinie gearbeitet werden kann, so daß ein weicher Schwingungseinsatz mit optimaler Gleichrichtung gut vereinbar ist, schien es bisher fraglich, ob ein derart günstiger Kompromiß auch beim Richtverstärker möglich sei[1]). Neuere Versuche hatten dies nun erwiesen, aber gleichzeitig als notwendige Bedingung ergeben, daß das System mit Ohmschen Widerständen im Anodenkreise belastet sein muß. Dann ließ sich aber eine weitgehende Entdämpfung des Abstimmkreises praktisch leicht herstellen, auch wenn ohne Belastung die Schwingungen hart einsetzten. Seitdem schien eine theoretische Klärung der Versuchsergebnisse erwünscht.

Da die analytische Erfassung der Einschwingvorgänge, Strom-Zeitfunktionen und Kopplungserscheinungen zwischen Gitter und Anodenkreis in diesem Zusammenhange weniger interessierte, wurde davon abgesehen, die nichtlinearen Differentialgleichungen eines rückgekoppelten Systems mit gekrümmter Kenn-

[1]) H. Barkhausen, Elektronenröhren Band III, S. 165, Satz 101 und S. 202, Satz 14.



linie zu integrieren[2]), sondern das Problem wurde auf die Amplitudenabhängigkeit der mittleren Steilheit, damit also der Spannungsverstärkung, bei gleichzeitiger Gleichrichtung reduziert, wenn am Gitter eine von der Arbeitsweise der Röhre unbeeinflußte Wechselspannung: $e_{g(t)} = \Re(\mathfrak{e}_g) = |\mathfrak{e}_g| \cos \omega t$ anliegend gedacht wird. Da es sich bei der experimentellen Prüfung auch um Wechselwiderstände $\mathfrak{R}_a$ handelte, wurde der analytischen Methode der Reihendarstellung einer an sich unbestimmt bleibenden Charakteristik $i_a = f(e_{st})$ der Vorzug vor der graphisch-synthetischen Behandlung mittels der Richtkennlinien gegeben, zumal die analytische Methode auch als Ausgangspunkt für die verwandten Probleme der Verzerrung bzw. der Frequenzwandlung dient[3]).

### B. Theoretische Ueberlegungen.

1. Berechnung der Steilheitsänderung. Bei der Entwicklung der Röhrencharakteristik

$$i_a = f(e_{st})$$

in eine Potenzreihe nach Potenzen der Steuerspannungsschwankungen $\Delta e_{st}$ ist in diesem Falle auch noch eine Berücksichtigung des Summanden dritten Grades erforderlich, da in der dritten Ableitung der Charakteristik die Aenderung der mittleren Steilheit unter Wirkung der Amplitude allein zum Ausdruck kommt. Es werde demnach erst

$$\frac{d^4 f_{(0)}}{d e_{st}^4} \cdot \Delta e_{st}^4$$

als vernachlässigbar klein vorausgesetzt. Nach Maßgabe der Annäherung der Charakteristik durch eine kubische Parabel erscheint demzufolge die Theorie für kleine und mittlere Amplituden stichhaltig.

Es werde also gesetzt:

$$\Delta i_a = f'_{(0)} \Delta e_{st} + \frac{f''_{(0)}}{2} \Delta e_{st}^2 + \frac{f'''_{(0)}}{6} \Delta e_{st}^3 \tag{1}$$

Bei rein harmonischen $e_{g(t)}$ erscheint dann $\Delta i_a$ in der Form:

$$\Delta i_a = \delta i_a + \mathfrak{i}_{a1} + \mathfrak{i}_{a2} + \mathfrak{i}_{a3},$$

d. h. als Ueberlagerung des Gleichrichtereffektes und dreier ausgeprägter Harmonischer der Grundfrequenz.

Im folgenden scheint die Beschränkung der Berechnung auf die Anodengrundschwingung $\mathfrak{i}_{a1}$ ratsam, da bei Rückkopplung auf einen auf diese scharf abgestimmten Gitterkreis abweichende Frequenzen ohnehin wirkungslos bleiben.

Die Steuerspannungsschwankung wird dann:

$$\Delta e_{st} = \delta e_g + D \delta e_a + \mathfrak{e}_g + D \mathfrak{e}_a \tag{2}$$

Da es sich um reine Anodengleichrichtung handelt, ist $\delta e_g = 0$ zu setzen; es ist ferner:

$$\delta e_a = -R_a \delta i_a; \quad \mathfrak{e}_a = -\mathfrak{R}_a \mathfrak{i}_a$$

und für die Steuerspannungsschwankung folgt dann, wenn in Annäherung bei der Anodenrückwirkung von $\mathfrak{e}_a$ auf $\mathfrak{e}_g$ die Krümmung der Kennlinie außer Acht gelassen wird.

$$\Delta e_{st} = -D R_a \delta i_a + \frac{\mathfrak{e}_g}{1 + f' D \mathfrak{R}_a} \tag{2a}$$

[2]) Ein Beispiel für eine derartige Rechnung s. F. Ollendorf, Grundlagen der Hochfrequenztechnik, S. 320, No. 170.

[3]) Hierüber s. M. v. Ardenne, Über Röhrenverzerrungen bei Verstärkern, Zeitschrift f. techn. Physik, 8, S. 235, 1927, No. 6.

Daraus folgt weiter, wenn alle mit $D^2$ und höheren Potenzen des Durchgriffs behafteten Anodenspannungsterme gegenüber den Gitterspannungen vernachlässigt werden, für den Gleich- und Grundschwingungsanteil der höheren Potenzen:

$$\Delta e_{st}^2 = \frac{|\mathfrak{e}_g|^2}{2|1 + D f' \mathfrak{R}_a|^2} - \frac{2 D R_a \delta i_a}{1 + f' D \mathfrak{R}_a} \cdot \mathfrak{e}_g \tag{2b}$$

$$\Delta e_{st}^3 = \frac{-3 D R_a \delta i_a |\mathfrak{e}_g|^2}{2|1 + f' D \mathfrak{R}_a|} + \frac{3|\mathfrak{e}_g|^2}{4|1 + f' D \mathfrak{R}_a|} \cdot \frac{\mathfrak{e}_g}{1 + D f' \mathfrak{R}_a} \tag{2c}$$

**Setzt man (2) in (1) ein, so folgt:**

$$\begin{aligned} \delta i_a + \mathfrak{i}_a = & f' \left[ -D R_a \delta i_a + \frac{\mathfrak{e}_g}{1 + f' D \mathfrak{R}_a} \right] \\ & + \frac{f''}{2} \left[ \frac{|\mathfrak{e}_g|^2}{2|1 + f' D \mathfrak{R}_a|^2} - \frac{2 D R_a \delta i_a}{1 + f' D \mathfrak{R}_a} \cdot \mathfrak{e}_g \right] \\ & + \frac{f'''}{6} \left[ -\frac{3 D R_a \delta i_a |\mathfrak{e}_g|^2}{2|1 + f' D \mathfrak{R}_a|} + \frac{3|\mathfrak{e}_g|^2}{4|1 + f' D \mathfrak{R}_a|} \cdot \frac{\mathfrak{e}_g}{1 + D f' \mathfrak{R}_a} \right] \end{aligned}$$

und man erhält durch Trennung von Gleich- und Wechselanteil daraus folgende Beziehungen:

$$\text{Gleichrichtereffekt: } \delta i_a = \frac{\dfrac{f'' |\mathfrak{e}_g|^2}{4|1 + f' D \mathfrak{R}_a|^2}}{1 + D R_a \left( f' + \dfrac{f''' |\mathfrak{e}_g|^2}{4|1 + D f' \mathfrak{R}_a|^2} \right)} \tag{3}$$

[4])

dynamische Steilheit:

$$\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{i}_a}{\mathfrak{e}_g} = \frac{1}{1 + D f' \mathfrak{R}_a} \left[ f' - D R_a \delta i_a f'' + \frac{f''' |\mathfrak{e}_g|^2}{8|1 + D f' \mathfrak{R}_a|^2} \right] \tag{4}$$

In Gleichung (4) ist bereits die gesuchte Amplitudenabhängigkeit der dynamischen Steilheit enthalten, indem das Amplitudenquadrat $|\mathfrak{e}_g|^2$ im zweiten Summanden der Klammer mittelbar über $\delta i_a$, im letzten direkt eingeht.

Der erste Summand:

$$\mathfrak{S}_o = \frac{f'}{1 + f' D \mathfrak{R}_a}$$

ist bekanntlich die dynamische Steilheit im Ruhepunkte bzw. bei unendlich kleinen Amplituden; für die Steilheitsänderungen bei endlichen Amplituden erhalten wir demnach, wenn für $\delta i_a$ (3) eingesetzt wird:

$$\Delta \mathfrak{S} = \frac{1}{1 + D f' \mathfrak{R}_a} \cdot \left[ \frac{-f''^2 D R_a |\mathfrak{e}_g|^2}{4|1 + f' D \mathfrak{R}_a|^2 (1 + D R_a f') + f''' |\mathfrak{e}_g|^2 D R_a} + \frac{f''' |\mathfrak{e}_g|^2}{8|1 + f' D \mathfrak{R}_a|^2} \right] \tag{5}$$

[4]) Es sei bemerkt, dass infolge der Berücksichtigung der dritten Ableitung die Verschlechterung der Gleichrichtung bei grossen Amplituden in (3) quantitativ zum Ausdruck kommt.


Digitized by Google

Da der Klammerausdruck reell ist, so folgt für den Absolutwert der Steilheitsänderung:

$$|\Delta \mathfrak{S}| = \frac{|e_g|^2}{8\,|1 + D f' \mathfrak{R}_a|^3} \cdot \left[ f''' - \frac{2 f''^2 D R_a}{1 + D R_a f' + \dfrac{f''' |e_g|^2 D R_a}{4\,|1 + D \mathfrak{R}_a f'|^2}} \right] \qquad (6)$$

Nach Einführung des reduzierten Amplitudenquadrats der Gitterspannung:

$$A^2 = \frac{|e_g|^2}{4\,|1 + D \mathfrak{R}_a f'|^2}$$

und der auf die Kennlinie reduzierten dynamischen Steilheitsänderung

$$|\Delta \mathfrak{S}_r| = |\Delta \mathfrak{S}| \cdot |1 + D \mathfrak{R}_a f'|$$

vereinfacht sich (6) zu:

$$|\Delta \mathfrak{S}_r| = \frac{1}{2} A^2 f''' - \frac{f''^2 D R_a A^2}{1 + D R_a (f' + f''' A^2)} \qquad (6a)$$

An diese Darstellung kann nunmehr folgende Diskussion anknüpfen:

Der erste Summand gibt die Aenderung $\Delta_1 \mathfrak{S}_r$ der mittleren Steilheit bei festliegendem Arbeitspunkt. Er berücksichtigt geometrisch den Richtungsunterschied zwischen der Kurvensekante zwischen zwei den Umkehrpunkten der Grundschwingung entsprechenden Kurvenpunkten und der Tangente im Arbeitspunkt. Dieser Richtungsunterschied ist positiv, wenn $f''' > 0$ ist. Es liegt dann a priori harter Schwingungseinsatz vor. Die mittlere Steilheit steigt mit dem reduzierten Amplitudenquadrat proportional an. Dieser Fall sei im folgenden stets vorausgesetzt, da bei negativer oder verschwindender dritter Ableitung von vornherein weicher Schwingungseinsatz vorliegt und demnach bei der Vereinigung von Gleichrichtung und Rückkopplung keine Schwierigkeiten auftreten.

Der zweite Summand ist der Ausdruck für die Verflachung ($-\Delta_2 \mathfrak{S}_r$) der Steilheit infolge Arbeitspunktsverlagerung durch Gleichrichtung. Dieser Ausdruck ist durch drei Merkmale gekennzeichnet:

1. Es tritt nur das Quadrat der Krümmung auf: Die Steilheitsänderung ist stets negativ, und zwar sowohl bei Gleichrichtung im unteren als auch im oberen Knick der Kennlinie.

2. Der Effekt ist nur zu beobachten, wenn ein Ohmscher Widerstand $R_a$ als Anodenbelastung vorhanden ist, während reine Wechselwiderstände, wie sie etwa durch eine verlustlose Drosselspule realisiert werden könnten, nur in das reduzierte Amplitudenquadrat eingehen, d. h. die wirksame Gitterwechselspannung herabsetzen, aber keine Steilheitsänderung zur Folge haben.

3. Es zeigt sich, daß $-\Delta_2 \mathfrak{S}_r$ nur bei anfänglich kleinen Amplituden quadratisch in $A$ zunimmt, während bei größer werdendem $A^2$ der Einfluß des Nennertermes $f''' A^2$ merklich wird, welcher das Absinken der Steilheit begrenzt, und zwar bis höchstens $\Delta_2 \mathfrak{S}_r = -f''^2 : f'''$.

Den Verlauf beider Komponenten sowie den voraussichtlichen Verlauf der Verstärkungskurve, die aus der Differenz beider Kurven hervorgeht, zeigt folgendes Bild 1. Wie ersichtlich, läßt sich bei genügend großem $R_a$ erreichen, daß die mittlere Steilheit anfangs fällt (gezeichnet). Erst bei großen Amplituden muß wieder ein schwacher Anstieg der Verstärkung eintreten, da ja die Steilheitsabnahme infolge Gleichrichtung, $\Delta_2 \mathfrak{S}_r$, einem endlichen Grenzwert zustrebt, während die Steilheitszunahme als Funktion der Amplitude allein monoton, $\Delta_1 \mathfrak{S}_r$, anwächst.

Die bisherigen Ergebnisse können im folgenden Satz I zusammengefaßt werden.

Bei hartem Schwingungseinsatz und Richtverstärkung kann man durch Einschaltung Ohmscher Widerstände in den Anodenkreis, und nur dadurch, erreichen, daß die mittlere Steilheit bei kleinen und mittleren Amplituden fällt. Verlustlose Wechselwiderstände im Anodenkreis sind wirkungslos. Bei großen Amplituden nimmt die Steilheit wieder langsam zu.

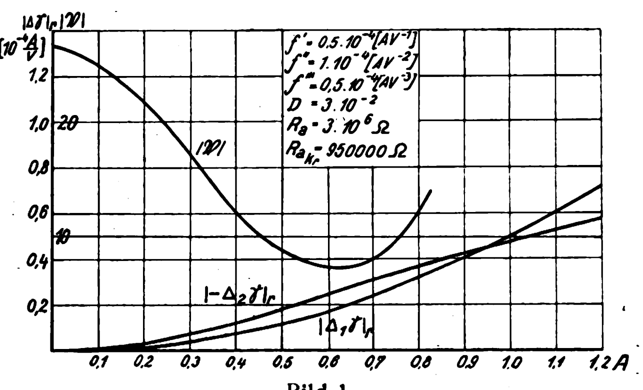



Bild 1.
**Amplitudenabhängigkeit von Steilheit und Verstärkung.**

2. Das Einsatzkriterium.

Gleichung 6a) gestattet es, denjenigen kritischen Mindestwert $R_{akr}$ des Anodenwiderstandes zu berechnen, der zur Erzielung eines weichen Schwingungseinsatzes notwendig ist. Man erhält nämlich folgendes Kriterium für weichen Schwingungseinsatz (aus 6a):

$$f''' \leqq 2 \frac{f''^2 D R_a}{1 + D R_a f'} \qquad (7)$$

(Das Amplitudenquadrat im Nenner verschwindet, da es sich um ein Einsatzkriterium, d. h. um unendlich kleine Amplituden handelt.) Man erhält also folgenden Satz II:

Bei positivem $f'''$ und gekrümmter Charakteristik muß mindestens ein Ohmscher Widerstand von der Größe:

$$R_{akr} = \frac{1}{D} \cdot \frac{f'''}{2 f''^2 - f' \cdot f'''} \qquad (7a)$$

in den Anodenkreis eingeschaltet werden, damit die Schwingungen weich einsetzen.

3. Die Vereinbarkeit von Gleichrichtung und Schwingeignung.

Es ist in Abschnitt 2 festgestellt worden, daß bei gegebenem $f''' > 0$ eine kritische Ohmsche Mindestbelastung im Anodenkreise vorhanden sein muß, damit der Gitterkreis sich weitgehend entdämpfen läßt. Andererseits zeigt sich, daß zu jedem gegebenen $R_a$ eine Steuerspannung $e_{st\,opt}$ gefunden werden kann, bei der ein vergleichsweise größter Gleichrichtungseffekt vorhanden ist. Allerdings ist der bei dieser optimalen Steuerspannung und gegebenem $R_a$ erziel-

Digitized by Google

bare Gleichrichtereffekt selbst bei vollkommener kapazitiver Ueberbrückung noch um den Faktor

$$\frac{1}{1 + f' D R_a}$$

kleiner als der größte überhaupt erzielbare Betrag, den man bei Kurzschluß, $R_a = 0$, an der Stelle stärkster Krümmung erhält. Der Unterschied ist aber sehr gering, denn bei den betreffenden Gebieten der Charakteristik ist $f'$ schon sehr klein. Ferner wird man, wenn es sich um gleichzeitige Spannungsverstärkung handelt, $D$ klein halten, worüber in einer früheren Arbeit berichtet wurde[5]). Es erhebt sich folgende Frage:

Es sei bei gegebener Anodenbelastung $R_a$ der für die Gleichrichtung günstigste Arbeitspunkt auf der Kennlinie eingestellt. Genügt dann gleichzeitig dieses $R_a$ um einen weichen Schwingungseinsatz herbeizuführen, d. h. läßt sich letzterer herstellen, ohne daß gleichzeitig auf beste Gleichrichtung verzichtet werden muß, oder ist nur ein Kompromiß möglich?

Zur Klärung dieser Frage werde die Lage des Gleichrichtungsoptimums auf der Kennlinie bestimmt. Aus (3) findet man, nach Einführung des reduzierten Amplitudenquadrates:

$$\delta i_a = \frac{f'' A^2}{1 + D R_a (f' + f''' A^2)} \qquad (3a)$$

Daraus folgt dann nach Differentiation nach $e_{st_0}$ unter Beachtung der anfangs gemachten Annahme: $A^4 \cdot f^{IV} \sim 0$ für das Maximum die Bedingung:

$$\frac{d(\delta i_a)}{\delta e_{st_0}} (e_{st\,opt}) = 0 = f''' (1 + D R_a [f' + f'' A^2]) - f''^2 D R_a$$

oder für kleine Amplituden:

$$f''' = \frac{f''^2 D R_a}{1 + D R_a f'} \qquad (8)$$

Nun werde diese für optimale Gleichrichtung gültige Beziehung mit dem Einsatzkriterium (7) verglichen: Es ergibt sich, daß letzteres beim Gleichrichtungsoptimum von selbst erfüllt ist! Daraus folgt der wichtige Satz III:

Gute Anodengleichrichtung und hohe Entdämpfung durch Rückkopplung lassen sich bei Anwendung Ohmscher Anodenwiderstände gut vereinigen.

## C. Experimentelle Prüfung der Theorie.

Die im vorigen Abschnitt gewonnenen theoretischen Ergebnisse sind einer experimentellen Nachprüfung leicht zugänglich. Die Amplitudenabhängigkeit der dynamischen Steilheit muß im Verlaufe der Spannungsverstärkung nach Größe und Phase zum Ausdruck kommen. Dazu ist allerdings erforderlich, daß der Anodenwiderstand nicht so gut für Wechselstrom überbrückt ist, wie es im Interesse optimaler Gleichrichtung erwünscht wäre, da nur dann das Verhältnis $|\mathfrak{V}| = |\mathfrak{E}_a| : |\mathfrak{E}_g|$ meßbar bleibt.

### 1. Versuchsanordnung.

Um definierte, rein Ohmsche Belastungen herstellen zu können, wurde mit einer so tiefen Frequenz (600 Hertz) gearbeitet, daß die verteilten Kapazitäten des Aufbaues keine Rolle mehr spielen konnten.

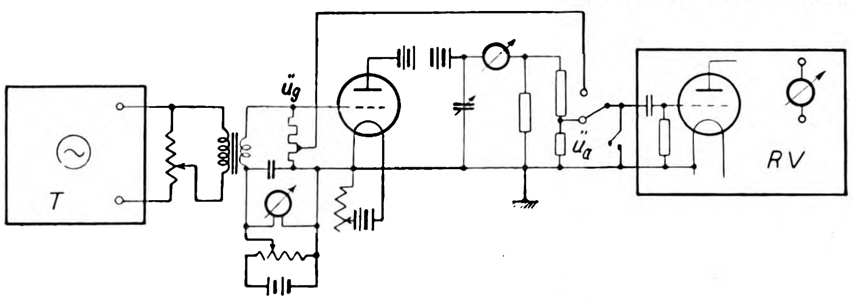



**Bild 2. Versuchsanordnung.**

Bild 2 zeigt die benutzte Versuchsanordnung. Die Tonfrequenz wurde einem mit Dynatron und Verstärker arbeitenden Tongenerator entnommen[6]). Sie wurde durch einen Uebertrager herabtransformiert, dessen Sekundärwiderstand so gering war, daß keine

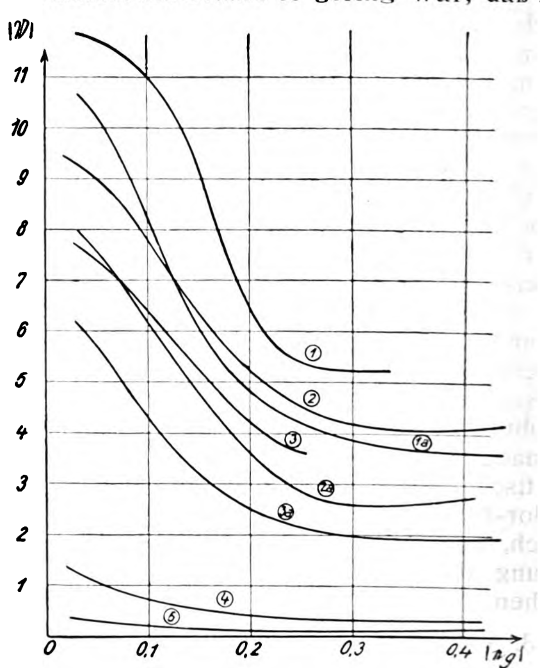



**Bild 3.**
**Gemessene Abhängigkeit des Verstärkungsgrades von der Gitterspannungsamplitude.**

meßbaren Gitterspannungsänderungen infolge etwaiger Gittergleichstromänderungen auftreten konnten. Die an die Röhre gelangende Wechselspannung konnte einerseits im Tongenerator selbst grob, dann aber auch durch ein zur Primärwicklung des Uebertragers

---

[5]) M. v. Ardenne: Ds. Jahrbuch 31, S. 51, 1928, Heft 2, „Über Anodengleichrichtung."

[6]) Beschrieben in M. v. Ardenne „Verstärkermesstechnik" Verlag Julius Springer.


Digitized by Google

parallel liegendes 6000-Ohm-Potentiometer fein verändert und über eine rein Ohmsche Spannungsteilung $ü_g$ dem Röhrenvoltmeter $R$ zugeführt werden. Die Versuchsröhre, eine RE 054 mit 3% Durchgriff, erhielt außerdem eine regulierbare Vorspannung. Die Anodenwechselspannung wurde mit demselben Röhrenvoltmeter an einer zum Anodenwiderstand parallelen Spannungsteilung $ü_a$ gemessen, da es durch einen Umschalter wahlweise an die Gitter bzw. Anodenseite angeschlossen werden konnte. Eine Kurzschlußtaste erleichterte eine dauernde Nullpunktkontrolle vor jeder Ablesung,

## 2. Messungsergebnisse.

Bild 3 zeigt die gemessene Abhängigkeit des Absolutwertes des Verstärkungsgrades von der tatsächlichen Gitterspannungsamplitude $|e_g|$. Die untersuchten Anodenbelastungen waren dabei folgende:

| Kurve Nr. | $R_a$ Ohm | $C$ cm | $\Re_a$ |
|---|---|---|---|
| 1 | $3 \cdot 10^6$ | — | $3 \cdot 10^6$ |
| 1a | $3 \cdot 10^6$ | 325 | $2 \cdot 10^5 (1-4,07 j)$ |
| 2 | $1 \cdot 10^6$ | — | $1 \cdot 10^6$ |
| 2a | $1 \cdot 10^6$ | 870 | $7 \cdot 10^4 (1-3,63 j)$ |
| 3 | $0 \cdot 5 \cdot 10^6$ | — | $0,5 \cdot 10^6$ |
| 3a | $0 \cdot 5 \cdot 10^6$ | 1350 | $6,25 \cdot 10^4 (1-2,82 j)$ |
| 4 | 40000 | — | 40000 |
| 5 | 10000 | — | 10000 |

Wie ersichtlich, stimmt der Verlauf der Kurven mit dem theoretisch vorausgesagten, im Bild 1 dargestellten, vollkommen überein. Ein Vergleich mit Gleichung 6a zeigt, daß auch quantitativ gute Uebereinstimmung besteht: Der Abfall der $|\mathfrak{V}|(|e|)$-Kurven ist um so stärker, je größer $R_a$ wird; die Verstärkungskurven bei kapazitiv überbrücktem Anodenwiderstand verlaufen, der Steigerung der reduzierten Amplitude entsprechend, etwas weniger steil als die zugehörigen $R_a$-Kurven.

Zu beachten ist diese Uebereinstimmung noch insofern, als sämtliche Kurven bei gleichbleibenden Steuerspannungen von etwa 1 Volt aufgenommen sind, während die größten vorkommenden Scheitelspannungen am Gitter 0,64 Volt betragen, also die Steuerspannungsänderungen nicht mehr klein gegen die statische Steuerspannung sind. Der Ersatz der Kennlinie durch eine Parabel III. Ordnung scheint demnach bis zu den genannten Spannungswerten praktisch wohl gerechtfertigt. Ein Abbrechen der Taylor-Entwicklung vor dem kubischen Gliede würde jedoch, wie sich gezeigt hat, schon die qualitative Erklärung der beobachteten Erscheinungen unmöglich machen.

## 3. Versuche mit rückgekoppelten Richtverstärkern.

Nachdem die theoretischen Betrachtungen über die Verstärkung vorgegebener Gitterwechselspannungen beim Richtverstärker als praktisch zutreffend erkannt waren, wurden Versuche angestellt, um das Erfülltsein der Einsatzbedingung nachzuweisen, wenn die Gitterwechselspannung dem Anodenkreise durch Rückkopplung entnommen wurde. Die hierbei benutzte Schaltung zeigt Bild 4. Bei 8 Megohm Anodenwiderstand ließ sich bei Anwendung hoher Anodenspannungen und extrem kleinen Durchgriff bei Rundfunk- und Kurzwellen weicher Schwingungseinsatz erzielen; gleichzeitig war die Gleichrichterwirkung noch so gut, daß bei Ankopplung einer einzigen Spannungsverstärkerstufe auf Kurzwellen Lautsprecherempfang weit entfernter Stationen möglich wurde.

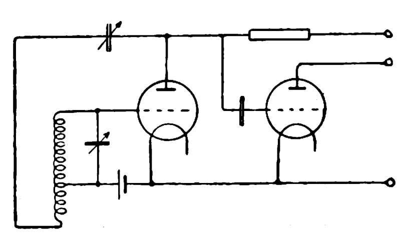


Bild 4.
Richtverstärkerschaltung mit Rückkoppelung.

Für Ueberlagererzwecke ist die Schaltung dagegen nicht gut anwendbar, da die Amplituden sich nur schwer genügend steigern lassen. Das Hauptanwendungsgebiet des rückgekoppelten Richtverstärkers mit Anodenbelastung ist der Empfang modulierter oder gedämpfter Wellen mit weitgehender Schwingungskreisentdämpfung. Letztere Möglichkeit läßt die Anwendung der Anodengleichrichtung nunmehr auch beim Empfang schwacher Signale ratsam erscheinen, die man im allgemeinen mit Gittergleichrichtung zu demodulieren pflegt.


## Zusammenfassung.

Im ersten theoretischen Teil der Arbeit werden drei Sätze über den rückgekoppelten Richtverstärker abgeleitet:

1. daß sich stets durch Einschaltung Ohmscher Widerstände in den Anodenkreis, und nur dadurch erreichen läßt, daß die Schwingungen auch auf Stellen zunehmender Krümmung weich einsetzen,

2. daß diese Anodenwiderstände eine gewisse kritische Mindestgröße besitzen müssen, die formelmäßig angegeben wird,

3. daß sich optimale Gleichrichtung und guter Schwingungseinsatz beim Richtverstärker gut vereinigen lassen.

Im folgenden experimentellen Teil wird die mittlere Steilheit als Funktion der Amplitude durch Aufnahme der Spannungsverstärkung gemessen und der Kurvenverlauf in guter Uebereinstimmung mit der Theorie gefunden. An einer den Voraussetzungen der Arbeit entsprechenden Rückkopplungs-Schaltung werden Empfangsversuche angestellt, deren Ergebnisse die Anwendung des rückgekoppelten Richtverstärkers beim Empfang gedämpfter und modulierter Signale empfehlenswert erscheinen lassen.

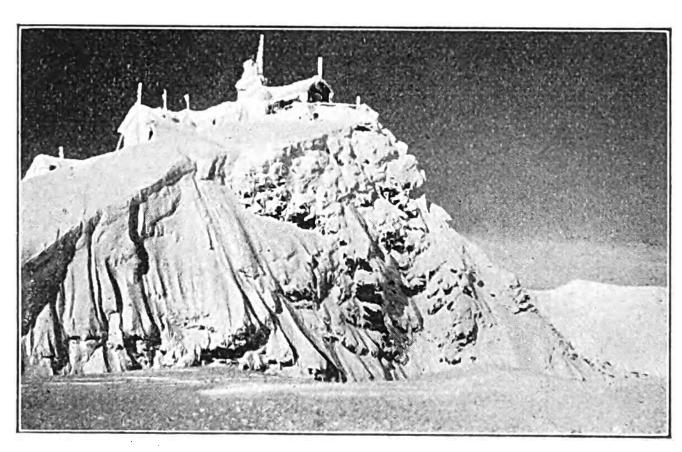

(Eingegangen am 24. Mai 1929.)

Digitized by Google

# Die Sende- und Empfangsverhältnisse im Hochgebirge mit besonderer Berücksichtigung der atmosphärischen Störungen.

Von J. Fuchs, Wien.

Die vorliegende Untersuchung wurde im August—September 1928 zu dem Zwecke unternommen, eine möglichst umfassende, vorläufige Orientierung über die Gesamtheit der beim Senden und Empfang im Hochgebirge auftretenden Erscheinungen zu gewinnen und das hierüber sehr spärlich vorliegende Beobachtungsmaterial zu erweitern. Es sollte hauptsächlich darüber Auskunft erlangt werden, wie die Empfangsverhältnisse in bezug auf Feldstärke und Störungsintensität sind und anderseits, ob beim Senden aus großen Höhen Abweichungen gegen die Ausbreitung der Wellen aus der Ebene bestünden. Besondere Aufmerksamkeit sollte den Wellen unter 100 m sowie den atmosphärischen Störungen auf dem Kurzwellenbande gewidmet werden. Für letztere sollten insbesondere die eventuellen Zusammenhänge mit den meteorologischen Elementen und dem Wetter abgeleitet werden. Es war zu erwarten, daß sich in diesen großen Höhen, wo man sich meist nahe dem Zentrum der atmosphärischen Vorgänge befindet, ein solcher Einfluß am deutlichsten zeigen werde.



*Phot. L. Winkler*

Bild 1.
**Das meteorologische Observatorium am Sonnblick.**

## I. Empfangsverhältnisse.

Das meteorologische Observatorium am Sonnblick in den hohen Tauern (Salzburg, Oesterreich) befindet sich in 3106 m Höhe über dem Meere, auf einem einsam stehenden Gipfel, wie dies Bild 1 erkennen läßt. Die vom Schnee befreiten Fenster sind jene des Arbeitsraumes, in dem sämtliche Apparate aufgestellt waren.

Dem Charakter dieser vorläufigen Untersuchung entsprechend, wurde für die Empfangsbeobachtungen von einer Messung der Feldstärke abgesehen. Die Beobachtungen erfolgten mit einem aus Rückkopplungsaudion und einer Stufe Niederfrequenzverstärkung bestehenden Empfänger, der an eine Rahmenantenne mit zwei Windungen und 75 cm Seitenlänge angeschlossen war. Die Lautstärken selbst wurden nach der Parallelohmmethode festgestellt. Die hierbei erreichte Genauigkeit ist nach schon früher vom Verfasser angestellten Versuchen[1]) für solche Vergleiche durchaus ausreichend, da der hierbei auftretende Fehler maximal 30% betragen kann, während z. B. die Messung der absoluten Feldstärke kurzer Wellen nach der Methode von Friis und Bruce[2]) auch nur eine Genauigkeit von ± 20% zu erreichen vermag. Hingegen können die normalen Feldstärkeschwankungen von Tag zu Tag bei Kurzwellensendern oft Beträge von 200—300% aufweisen.

Von einer parallel laufenden Beobachtungsreihe am Fuße des Berges wurde aus folgenden Gründen abgesehen: Die gesamte Umgebung des Sonnblicks ist bis zu 70 km Radius hochalpiner Natur. Wollte man nun eine größtmöglichste Höhendifferenz zwischen der Beobachtungsstation am Gipfel und jener am Fuße des Berges erzielen, so hätte man im Sonnblickgebiet und in dessen weiterer Umgebung nur die Möglichkeit, diese zweite Station am Grunde irgend eines der schmalen Alpentäler der Umgebung aufzustellen. Aber einmal ist die so erreichbare Höhendifferenz wegen des allgemeinen Hochgebirgscharakters dieser Gegend keine bedeutende (Kolm-Saigurn, am Fuße des Sonnblick, hat z. B. nur 1500 m Höhenunterschied gegen den Gipfel), anderseits können die Resultate der Talstation durch ganz unkontrollierbare Schattenwirkungen geometrischer und geologischer Art (dieses ganze Gebiet ist sehr erzhaltig) der sie umrandenden Gebirgszüge verfälscht werden.

Es wurden deshalb zum Vergleich nur durchschnittliche Empfangsstärken herangezogen, und zwar solcher Stationen, die vorher und nachher mit der gleichen Apparatur und Meßeinrichtung in Wien beobachtet wurden. Damit war nun einerseits ein genügender Höhenunterschied (2900 m) erzielt, anderseits wurde auch die Entfernung Sonnblick—Wien dadurch ausgeglichen, daß nur Beobachtungen von über 1200 km entfernten Sendestationen verwendet wurden. Das Bild 2 gibt das Resultat dieser Vergleiche. Wie aus den dort mitgeteilten Zahlen hervorgeht, stimmen die Mittelwerte innerhalb ihrer mittleren Fehler (mit einer einzigen geringfügigen Ausnahme) gut überein.

Es geht daraus hervor, daß die Feldstärke beim Empfang im Hochgebirge praktisch die gleiche ist wie beim Empfang in der Ebene, zumindest bleiben die Abweichungen unter der Beobachtungsgenauigkeit.

## II. Sendeversuche.

Diese wurden mit einem Röhrensender von 20 Watt Anodenleistung (mit dem gleichfalls vorher und nachher von Wien aus größere Versuchsreihen durchgeführt wurden) auf 44 m Wellenlänge unter-

[1]) Ds. Jahrbuch, 32, S. 125, 1928.
[2]) Proc. Inst. Rad. Eng. 14, S. 507, 1926.

Digitized by Google

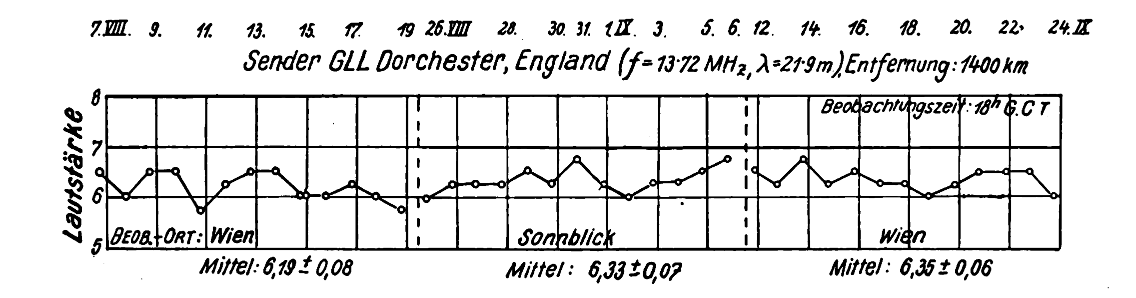
ıommen. Als Sendeantenne hatte sich die dem Verfasser patentierte (Oesterr. Pat. Nr. 110 357) erdungs- bzw. gegengewichtslose Anordnung gemäß Bild 3 (unter den gegebenen schwierigen Verhältnissen für die Errichtung einer sendermäßig befriedigenden Erdung oder Gegengewicht) praktisch sehr bewährt.

Von 70 eingelaufenen Beobachtungen, die sich auf bei vollem Tageslichte vorgenommene Sendungen bezogen, stammten die weitesten aus einer Entfernung von 1100 km. Dies deckt sich vollkommen mit jenen Resultaten, die bei Sendungen von Wien aus unter sonst gleichen Bedingungen erzielt wurden.

der Küste selbst. Beobachtungen mit dem gleichen Ergebnis sind auch von Lugeon[5]) gemacht worden.

Am Sonnblick wurden nun sämtliche Beobachtungen mit dem schon erwähnten Zweiröhrenempfänger, bestehend aus einem rückgekoppelten Audion mit einer Stufe Niederfrequenzverstärkung, angestellt, der das ganze Frequenzband von 400—25 000 kHz (700 bis 12 m Wellenlänge) abzuhören gestattete.

Die Antenne bestand in einem etwa 20 m langen, vom äußersten rechten, an der schmalen Stirnseite des Hauses befindlichen Fenster, zu dem sich etwa 10 m über den Boden erhebenden Anemometerturm



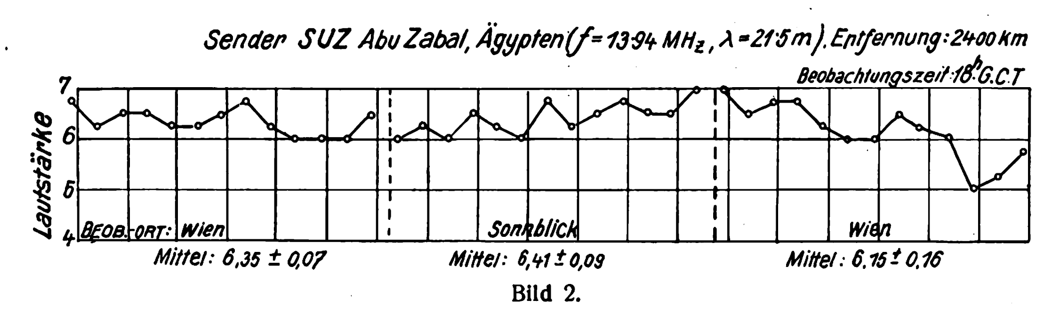




Bild 2.

### III. Atmosphärische Störungen.

Ueber das Verhalten der atmosphärischen Störungen beim Radioempfang im Gebirge liegen bisher nur wenige Beobachtungen vor, die sich zum Teile widersprechen. Im allgemeinen wurde festgestellt, daß mit

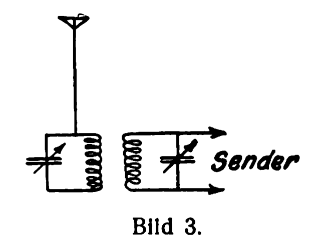



Bild 3.

wachsender Höhe eine Zunahme der atmosphärischen Störungen eintritt[3]); diese Zunahme sollte manchmal auch in ein Konstantbleiben oder in eine Abnahme übergegangen sein, wofür möglicherweise Inversionsschichten in der Atmosphäre maßgebend waren. Dann haben wieder[4]) Beobachtungen in Spanien gezeigt, daß in Murcia, einem Orte in 600 m Höhe und 160 km von der Küste entfernt, die atmosphärischen Störungen weniger zahlreich und schwächer waren als an

geführten Draht. Die zweite Hälfte des Antennenkreises bestand wahlweise in einer mehrere Kilometer langen, über die Gletscher zu einem entfernten Gebirgssee führenden blanken Eisendraht-Erdleitung oder in einem an der gleich am Halse senkrecht abfallenden Nordwand des Gipfels hinabhängenden, etwa 25 m langen isolierten Draht als Gegengewicht. Die Apparatur selbst wurde nicht geerdet, um jederzeit (durch Abschalten der Antennen-, Erdungs- und Gegengewichtszuleitungen) bloß mit den Abstimmspulen als aufnehmende Organe, den Feldcharakter der beobachteten Störungen kontrollieren zu können.

a) Die normalen Störungen.

Der Tagesgang der atmosphärischen Störungen am Sonnblickgipfel war dem in der Ebene beobachteten ganz ähnlich. Dies zeigt auch deutlich der in Bild 4 dargestellte mittlere Tagesgang am Sonnblick (24. August bis 6. September) im Vergleich zu der auf Grund zweijähriger Beobachtungen in Aldershot, England[6]), abgeleiteten Augustkurve.

Die Qualität der Störungen unterschied sich gleichfalls nicht von jener der üblichen Art; während tagsüber das leichte „Brodeln" („Grinders") vorherrschend war, gesellte sich in den ersten Nach-

[3]) Banneitz, Taschenbuch d. drahtl. Telegr., 1927, Artikel: Esau, S. 302.

[4]) Cave-Brunt-Giblet-Watson Watt, Quart. Journ. Roy. Met. Soc. 53, Nr. 224, 1927, und Literatur bei E. H. Kincaid, Proc. Inst. Rad. Eng., 15, S. 843, 1927.

[5]) C. R. 180, S. 594, 1925.

[6]) R. A. Watson Watt, Present State of Knowledge of Atmospherics. Abstract in Exper. Wirel. & Wirel. Eng., 5, S. 629, 1928.


Digitized by Google

mittagsstunden das bis zum Morgen andauernde „Knacken" („Clicks") hinzu, das durch seine höhere Intensität zeitweise das „Brodeln" (besonders gegen 20 Uhr) überhaupt nicht hervortreten ließ. Bei wolkenlosem Wetter war während der Vormittagsstunden bis in die ersten Nachmittagsstunden hinein trotz der hochsommerlichen Zeit das „Brodeln" oft von so geringer Intensität, daß man auf dem Frequenzbande von 500—25000 kHz (= 600—12 m Wellenlänge) praktisch von einem störungsfreien Empfang sprechen konnte.

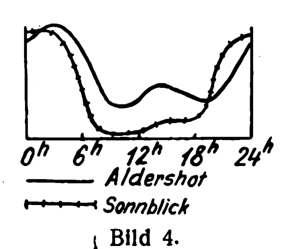


Bild 4.

Bild 5 gibt nun eine Kurve der beobachteten Gesamtstörungen für den Zeitraum vom 24. August bis 6. September 1928, aufgenommen auf Frequenz 6000 kHz = 50 m Wellenlänge. Es sollen ferner hierzu die einzelnen, an Hand der Wetterkarten abgeleiteten meteorologischen Zusammenhänge für vom normalen Tagesgang abweichende Störungen gegeben werden.

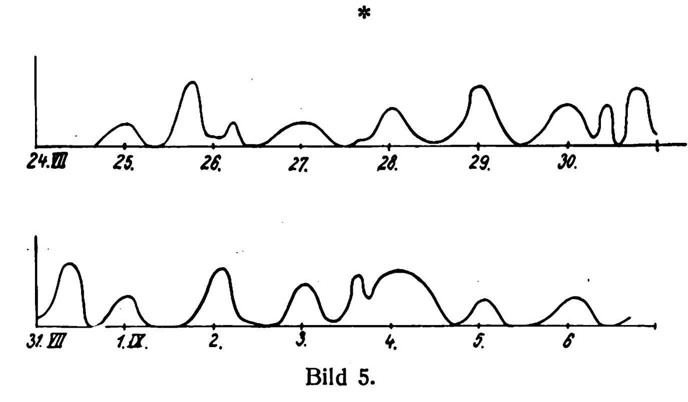


Bild 5.

24. **August:** Ein sehr störungsarmer Tag. Der Sonnblick liegt am Rande eines Hochdruckgebietes, in einer homogenen Luftmasse. Eine Regenfront vom Rhein bis Norwegen zeigte sich einflusslos.
25. **August:** Vormittags keine Störungen. Gegen 21 Uhr Niederschläge und entfernte Gewitter (durch eine V-Depression) mit starken Störungen.
26. **August:** Morgens sehr geringe Störungen dann kurzer Graupelfall und Regen (Dauer 12 Minuten) mit stärkeren Störungen, nachher vollkommen störungsfrei. Nachmittags schwache Störungen.
27. **August:** Ein störungsschwacher Tag. Abends Wetterleuchten mit normalen Störungen. Schwacher Druckgradient.
28. **August:** Tagsüber mittlere Störungen. Um Mittag bildete sich vorübergehend ein schwaches sekundäres Tief über Zentraleuropa aus. Abends und nachts Gewitter mit Niederschlägen und starken Störungen.
29. **August:** Tagsüber normale schwache Störungen, nachmittags steigt die Störungsintensität an. Um diese Zeit begann sich zunächst über den Alpen eine Tiefdruckrinne zu entwickeln, die sich über Nacht zu einer mitteleuropäischen Tiefdruckrinne ausbildete. Gleichzeitig wird die bisher ziemlich einheitliche warme Südwestströmung über Mitteleuropa durch einen kalten Nordwestluftstrom angegriffen, was von 18—21 Uhr zu starkem Regen und starken Störgeräuschen führt.
30. **August:** Vormittags übernormale Störungen. Mittags kurzer Regen mit starken Störungen, dann etwa 2 Stunden lang fast vollständig störungsfrei. Später Graupel- und Schneefall mit starken Störungen. Abends und nachts wenig Störungen. Die Tiefdruckrinne hatte sich zu einem abgeschlossenen Tiefdruckgebiet ausgebildet, das im Verlaufe des Tages nach Polen abwanderte. Nachts erfolgte starker Druckanstieg. Die Luftmasse über Mitteleuropa ist wieder temperaturhomogener geworden.
31. **August:** Vormittags Graupelfall mit starken Störungen. Nachher störungslos. Nachmittags nur geringe Störungen. Mitteleuropa rückt allmählich in den Bereich eines ausgedehnten Hochdruckgebietes und weist einen geringen Druckgradienten auf.

1. **September:** Vormittags störungsarm, mittags leichtes Schneetreiben ohne sonderliche Störungen; abends sind diese wieder stärker. Die allgemeine Lage hat sich gegen gestern nicht verändert.
2. **September:** Morgens sind die Störungen stärker als normal, klingen aber gegen Mittag ab. Abends Schneefall mit starken Störungen. Das Hochdruckgebiet wandert nördlich langsam vorüber. Leichter Druckfall.
3. **September:** Vormittags etwas übernormale Störungen nachmittags Schneefall und starke Störungen, verursacht durch ein vorübergehend von Süden eingedrungenes sekundäres Tiefdruckgebiet. Abends sehr starke Störungen.
4. **September:** Morgens noch starke Störungen, die in den ersten Nachmittagsstunden bis auf Null abgeklungen sind. Abends sehr geringe Störungen. Wir befinden uns jetzt an der Rückseite des abwandernden Mitteleuropa-Hochs.
5. **September:** Den ganzen Tag sehr geringe Störungen an der Rückseite des abziehenden Hochs.
6. **September:** Mittlere Störungen. Mitteleuropa liegt in einer schwach ausgeprägten Tiefdruckrinne zwischen zwei starken Hochdruckgebieten.

Nach dem endgültigen Aufhören der Niederschläge war stets eine wesentliche Zunahme des „Knackens" für einige Stunden wahrzunehmen. Dies konnte insbesondere einwandfrei bei nicht von Gewittern begleiteten Niederschlägen beobachtet werden.

Sehr interessant war auch die öfters beobachtete Tatsache, daß nach diesem verhältnismäßig kurzdauernden Auftreten heftiger Knackstörungen, manchmal durch weitere Stunden hindurch eine fast absolute Störungslosigkeit eintrat, als hätte das vorübergegangene Unwetter die Atmosphäre völlig ausgeputzt. Hier sind insbesondere die Fälle vom 26., 30. und 31. August zu erwähnen. Diese Erscheinung ließ sich jedoch nur bei allgemein störungsarmer (= Hochdruck-) Lage feststellen, so daß die den besprochenen störungslosen Zeiten vorangegangenen oder nachfolgenden Niederschläge meist bloß als lokale Ereignisse zu werten waren.

Die Intensität der Knackstörungen wurde mit zunehmender Frequenz geringer und war (mit Ausnahme von Blitzschlägen in der unmittelbaren Nachbarschaft) bei 23000 kHz = 13 m Wellenlänge vollständig auf Null gesunken. Auch bei Abschalten der Antenne und des Gegengewichtes vom Empfänger konnten die Störungen in zur verminderten Hörbarkeit mit aufgenommener Telegraphiesender gleicherweise verminderter Intensität gehört werden.

Das „Brodeln" zeigte keine so ausgesprochene Frequenzabhängigkeit wie das Knacken; es war — besonders gegen Abend — manchmal über alle Frequenzen bis 25000 kHz ziemlich gleichmäßig zu hören. Es war stets von sehr geringer Intensität. Bei Tage konnte man es gut ausnehmen, gegen Abend trat es aber sehr zurück, während die „Knack"-Geräusche an Intensität stark zunahmen.

Digitized by Google

Auch bei Niederschlägen jeder Art war vom „Brodeln" nichts zu hören, allerdings war dann gleichzeitig das „Knacken" und „Tönen" sehr stark vertreten. Jedenfalls spricht dies sehr für die wirklich geringe absolute Intensität des „Brodelns".

b) Störgeräusche bei Niederschlägen.

Im Gegensatz zum allgemeinen Verlauf des „Brodelns" oder „Knackens" waren die am Sonnblick beobachteten, mit Niederschlägen zusammenhängenden Störungen gegenüber deren Verhalten in der Ebene vollständig verschieden.

Mit dem Beginne der Niederschläge, die sich durch intensiveres „Knacken" ankündigten, trat nämlich ausnahmslos eine neue Störungsart auf, die an Intensität alle anderen übertraf und oft jeden Empfang (mit Ausnahme sehr lauter Stationen mit Feldstärken über 25 Mikrovolt/Meter und Frequenzen über 19000 kHz = unter 16 m Wellenlänge) unmöglich machte: Ein in Hörfrequenz verlaufendes Störgeräusch, das mit Einsetzen der Niederschläge begann und mit derem Aufhören auch zu Ende war. Es zeigte sich von der Art des Niederschlages unabhängig und trat sowohl bei Regen- wie Schneefall ein.

Der Verlauf der Erscheinung ist im Durchschnitt etwa folgender: Im Augenblick des Niederschlagbeginnes beginnt (unabhängig von der schon früher gestiegenen Intensität des „Knackens") im Kopfhörer ein gleichmäßiges Knarren aufzutreten. Es fängt meist bei den tiefsten Frequenzen von 2—3 Hz an, um rasch zu steigen und dann bei einer bestimmten Frequenz (beobachtet wurden solche Werte zwischen 50 und 3000 Hz) ihr Maximum zu erreichen; (die Art dieses Frequenzanstieges war oft jener der akustischen Begleiterscheinungen beim Anlassen eines Motors ähnlich). Die Zeitdauer des Anstieges lag zwischen 2 und 15 Sekunden. Dann blieb die Tonhöhe einige Sekunden, bis oft weit über eine Minute lang fast vollkommen konstant, um später wieder langsam abzunehmen oder plötzlich abzubrechen. Mitunter trat dieses „Tönen" auch ganz plötzlich, gleich mit der maximalen Tonhöhe auf, um dann nach einigen Schwankungen langsam oder rasch abzuklingen.

Um den Charakter dieser Störungsart stets kontrollieren zu können, wurde zwischenzeitig sehr oft Antenne und Gegengewicht bzw. Erdung vom Apparat abgeschaltet, so daß als aufnehmendes Organ nur die Abstimmspulen des Empfängers sowie allenfalls dessen Drahtleitungen und im Stromkreise liegende Metallteile dienen konnten. Es wurde hierbei festgestellt, daß die Störintensität nach einer solchen Abschaltung sehr stark sank, jedoch blieb deren Intensitätsverhältnis zu den Zeichen einer gleichzeitig mitaufgenommenen Sendestation dasselbe.

Ueber die absolute Intensität des „Tönens" kann derzeit nur soviel gesagt werden, daß zeitweise der Kopfhörer abgelegt werden mußte, weil es für das Ohr schon schmerzhaft wurde. Es konnte mitunter die stärksten, von Blitzen herrührenden Knackgeräusche übertönen und unhörbar machen.

*

Diese Erscheinung, die wir, ihrem hauptsächlichsten Charakter entsprechend, in der Folge allgemein mit „Tönen" (unabhängig von der jeweils augenblicklichen Frequenz) bezeichnen wollen, scheint vielleicht mit einer Störungsgattung wesensverwandt zu sein, die von den Engländern mit „hissing" bezeichnet und von A. Esau[7]) unter dem Titel „Pfeifen" wie folgt beschrieben wird: „Diese Störung macht sich im Telephon durch stark pfeifende Geräusche bemerkbar, die gewöhnlich bei Hagel und plötzlich einsetzendem Schneetreiben auftreten, aber auch überall dort vorkommen, wo die Empfangsluftleiter, besonders in sandigen Gegenden, von Sandstürmen getroffen werden." Und später p. 302, gelegentlich der Besprechung von in die Erde eingegrabenen Antennen: „In Wegfall kommen hier die vorübergehend bei normalen oberirdischen Antennen gelegentlich von Gewitterregen oder Hagel auftretenden Störungen, die dort verursacht werden durch direkte Ladungsabgaben der Tropfen oder Hagelkörner an den Luftleiter selbst . . ." Noch später, p. 861, heißt es bei dem Absatz: Mittel gegen Aufladungen der Antenne: „Wie schon oben erwähnt, kann der Fall eintreten, daß infolge von Sandstürmen, Graupeln oder Regen die Empfangsantenne so stark aufgeladen wird, daß ein Durchschlagen der Abstimmkondensatoren eintritt . . ."

Daß wir es bei dem hier beobachteten „Tönen" nicht mit einem Antennenaufladungseffekt zu tun haben, geht aus folgendem hervor: Das „Tönen" wurde, wie schon früher erwähnt, auch bei elektrisch vollkommen isoliert aufgestelltem, von jedem nach außen führenden Draht abgeschalteten, in einem abgeschlossenen Zimmer befindlichen Empfänger, in zur Signalstärke von Telegraphiesendern relativ unveränderter Intensität gehört. Man könnte nun weiters die Annahme machen, daß das „Tönen" in irgendeiner Weise mit dem Auftreffen der Niederschlagsladung auf das Dach des Hauses oder auf den benachbarten Erdboden zusammenhänge. Dem läßt sich entgegnen, daß dann nie eine so ausgesprochen tonreine (oft waren es direkt musikalische Töne) Erscheinung mit der absoluten (so hoch aber nur selten beobachteten) Maximalfrequenz von etwa 3000 Hz hätte wahrgenommen werden können.

Ziemlich entscheidend in dieser Frage sind jedoch folgende Beobachtungen, die mehrmals beim Auftreten von Blitzen gemacht wurden und die später noch einmal besprochen werden: Während eines Gewitters mit Niederschlägen wurde das „Tönen" gehört; als sich nun ein Blitz entlud, zeigte sich eine plötzliche Frequenz- und Intensitätszunahme des „Tönens", worauf dann ein langsames Absinken auf Null erfolgte. Ein anderer Fall wird im Beobachtungsbuch wie folgt beschrieben: Mit dem Blitz tritt plötzlich ein enorm starkes Brummen auf, das rasch auf Null abfällt. Da normalerweise mit der Auslösung eines Blitzes sämtliche Aufladungen von Objekten wenigstens auf kurze Zeit verschwinden (manchmal hörte das Tönen tatsächlich mit einem Blitze auf), hier das „Tönen", aber erst mit dem Blitz erneut auftrat, kann es bestimmt kein Aufladungseffekt sein.

Eine andere, wahrscheinlichere Möglichkeit, daß dieses „Tönen" mit einer schon bekannten Störungs-

[7]) Banneitz, Taschenbuch, S. 297.

Digitized by Google

art identisch ist, ist durch die Beschreibung von L. Bergmann[8]) gegeben, in der es heißt: „Die ‚Zischgeräusche' kommen nur an ganz heißen Tagen, besonders in heißen Gegenden wie in den Tropen häufiger vor und vornehmlich bei etwas höher gelegenen Empfangsstationen. Ziehen über die Empfangsantenne elektrisch geladene Wolken, so kommt es zu unsichtbaren Büschelentladungen an den Enden der Antenne oder an benachbarten spitzen Leitern und hierdurch entsteht im Empfangstelephon ein Zischgeräusch."

Darnach würde also das „Tönen" stets mit besonders hohem Potentialgefälle verbunden sein müssen. Dafür spricht einmal die Tatsache, daß es überhaupt nur bei Niederschlägen wahrgenommen wurde und dann, daß oft mehrere, voneinander unabhängige „Töngruppen" gleichzeitig beobachtet wurden, die ganz gut Büschelentladungen an verschiedenen Spitzen in der Nähe des Empfängers entsprechen konnten.

*

Die Intensität des „Tönens" ist auf allen Radiofrequenzen unter 15 000 kHz (über 20 m Wellenlänge) ziemlich gleich stark. Erst darüber hinaus ist eine Intensitätsabnahme merkbar, reicht jedoch noch bei 25 000 kHz aus, um den Empfang von Sendern mit Feldstärken unter etwa 15 Mikrovolt/Meter ernstlich zu gefährden. Hingegen konnte auf ultrakurzen Wellen (50 000—150 000 kHz = 6 — 2 m) trotz hohen Verstärkungsgrades der verwendeten Apparatur (Superregenerativschaltung) das Tönen nicht mehr wahrgenommen werden.

Auf den Frequenzen des allgemeinen Rundspruches (500—1500 kHz = 600 — 200 m) wurde das „Tönen" in gleicher Intensität wahrgenommen. Nach den Mitteilungen des ständigen Beobachters am Sonnblick-Observatorium, Herrn L. Winkler, konnte er auf diesem Frequenzbande noch jeden Niederschlagsfall mit dem „Tönen" verbunden beobachten; nur bei Schneefall, wenn die Temperatur unter 0 Grad C gesunken war, es also nur „hart" schneien konnte, war die „Tön"-Intensität geringer.

Um auf einfache Weise eine Vorstellung von dem Ablaufe einer durch Niederschläge hervorgerufenen Störungsperiode geben zu können, sei nachstehend ein Auszug aus dem Beobachtungsbuch mitgeteilt. In diesem wurde das „Tönen" je nach der Tonhöhe verschieden charakterisiert. Es entsprechen

| Tonart: | | Frequenz: |
|---|---|---|
| Knarren | etwa | 25 Hz |
| Brummen | „ | 40 „ |
| Sausen | „ | 250 „ |
| Tönen | „ | 600 „ |
| Pfeifen | „ | 3000 „ |

*

Tag: 28. August 1928.

21h 45m: Feiner Regen; Brummen; kein Brodeln, kein Knacken. Zeitweiliges Einsetzen von besonders starkem Pfeifen.
22h 12m: Nebelreissen; Tönen sehr stark über das ganze Frequenzband.
22h 18m: Starkes Nebeltreiben; „Tönen" aufgehört.
22h 21m: Starker Regen; Brummen sehr stark. Mittleres Knacken.
22h 38m: Entferntes Gewitter, kein Regen mehr; hohes Pfeifen.
22h 43m: Leichter Regen fällt; hohes Pfeifen hält an. Intensität des Pfeifens ändert sich oft stossweise.
22h 50m: Leichtes Gewitter, stärkerer Regen; Pfeifen hält an Starker Wind.
22h 56m: Gewitter kommt näher, Regen; „Tönen" unverändert bis Blitz, nachher sofort Zunahme, dann langsam Abnahme auf Null.
23h 00m: In dem Maasse als Regen intensiver wird steigt Tonhöhe des „Tönens", von etwa 90 Hz bis 3000 Hz.
23h 01m: Blitz! Gleichzeitig enormes Brummen, dann rasch abflauend auf Null.
23h 04m: Noch immer starker Regen, andauerndes Brummen.
23h 05m: „Tönen" nimmt an Intensität zu.
23h 10m: Es sind zur gleichen Zeit zwei Tonarten hörbar: eine schon früher entstandene höherer Frequenz und eine soeben entstandene tiefere Tonhöhe; einige Minuten konstant.
23h 21m: Regen fast aufgehört; Pfeifen noch immer hörbar. Starker Wind.

[8]) Radio-Umschau, 4, S. 467, 1927.

In der nachfolgenden Zusammenstellung soll nun eine Uebersicht über alle das „Tönen" betreffenden Einzelbeobachtungen sowie deren äußere Begleitumstände (Niederschlagsstadien) gegeben werden.

Bei Regen wurde beobachtet:

Regen beginnt: Brummen und Sausen.
Regen: Brummen.
Regen wird intensiver: Frequenz des „Tönens" steigt an.
Stärkerer Regen: Tönen hält an. (Leichtes Gewitter, starker Wind.)
Starker Regen: Brummen.
Starker Landregen: Tönen. Während desselben setzt unabhängig davon ein zweites, kräftigeres ein.
Regen fast nachgelassen: Noch immer Pfeifen, starker Wind.
Leichter Regen: Pfeifen.
Feiner Regen: Brummen. Zeitweiliges Einsetzen von besonders starkem Tönen.
Nebelreißen: „Tönen" sehr stark über das ganze Frequenzband.
Regen aufgehört: Sausen aufgehört. Starker Wind und Nebel.
Regen aufgehört: Fast alle Störungen aufgehört.
Starkes Nebeltreiben: Tönen aufgehört, starker Wind.

Schnee- und Graupelfall:

Graupelfall: Sausen.
Graupelfall, dann Schnee: Starkes, tiefes Brummen, gleichzeitig daneben schwaches Knattern.
Graupel- und Schneefall: Die Intensität des „Tönens" ist bei Graupel- oder Schneefall bedeutend größer als bei Regen. Die Frequenz ist jedoch im Durchschnitt kleiner.
Leichter Schneefall: Kratzen, Sausen und Pfeifen oft gleichzeitig hörbar. Diese tonfrequenten Störungen sind oft so stark, daß sie das stärkste, von Blitzen herrührenden Knacken übertönen.
Schneefall: Sausen.
Starker Schneefall: Sehr starkes Sausen. Kurze Zeit später ist gleichzeitig Pfeifen hörbar.
Schneefall: Sausen, Tönen.
Schneefall: Kratzen.
Schneefall: Kratzen und Sausen.
Graupelfall aufgehört: Auf dem ganzen Frequenzbande keine Störung.

Digitized by Google

Schneefall aufgehört: Jede tonfrequente Störung hat aufgehört, jedoch ist starkes Knacken aufgetreten.

*

Den vorhergehenden zahlreichen positiven Nachweisen des Zusammenhanges zwischen dem „Tönen“ und den Niederschlägen stehen nur drei Fälle gegenüber, wo einmal bei ganz leichtem Schneefall und dann zweimal bei stark nachgelassenem Regen kein „Tönen“ wahrgenommen wurde. Es konnte jedoch im ersteren Falle nicht mit Sicherheit entschieden werden, ob es ein wirklicher Schneefall oder nur eine stärkere Verwehung war.

*

Abgesehen von den verschiedenen beobachteten Tonhöhen ist die Tatsache wichtig, daß während einer Niederschlagsperiode, die eine Dauer zwischen einigen Minuten und einigen Stunden haben konnte, das „Tönen“ zeitweise aufhörte, um nach einigen Sekunden wieder einzusetzen. Sehr oft setzte noch während des Bestandes einer solchen einzelnen „Töngruppe“ eine zweite mit gleicher oder verschiedener Frequenz ein und beide bestanden eine Zeitlang nebeneinander, bis eine von ihnen abklang oder plötzlich aufhörte. In allen jenen Fällen, wo die neue Gruppe die gleiche Frequenz aufwies, wie die schon bestehende, konnte im wesentlichen nur eine Verstärkung der ersteren beobachtet werden; dadurch unterschieden sich diese Fälle scharf von der wirklichen Intensitätssteigerung einer einzelnen Gruppe, die regelmäßig auch mit einer Frequenzerhöhung parallel ging.

Gegen Ende der Niederschläge schien es oft, als würde allgemein die Frequenz des „Tönens“ gestiegen sein; es wurde in einem solchen Zeitpunkt sehr oft „Pfeifen“ notiert.

Selbst stärkste Windstöße konnten keinerlei Veränderungen in der Tonhöhe und Intensität des „Tönens“ hervorbringen.

Zu den interessantesten Eigenschaften des „Tönens“ gehört dessen Verhalten beim Auftreten von Blitzen, wie dies bereits früher erwähnt wurde. Es soll hier noch hinzugefügt werden, daß die erwähnte Erscheinung der Auslösung einer neuen „Töngruppe“ durch den Blitz, nur bei sehr nahen Blitzen in ihrer vollen Stärke beobachtet wurde, während bei entfernten Blitzen oder bei Wetterleuchten nur das bekannte scharfe „Knacken“ hörbar war.

Es wären demnach noch folgende Tatsachen in das bisherige Bild einzuordnen: 1. Starke Bewölkung allein, auch stärkste, hat nie zum Auftreten von „Tönen“ geführt; der geringste Niederschlag jedoch genügte, um das „Tönen“ hervorzurufen, das dann während der ganzen Dauer des Niederschlages — oft aussetzend und wieder erscheinend — anhielt. 2. Normalerweise verschwindet das luftelektrische Potential mit dem Auftreten eines Blitzes auf kurze Zeit; es wären nun jene Beobachtungen darzustellen, wo beim Auftreten eines nahen Blitzes, und zwar mit ihm zeitlich genau zusammenfallend, das „Tönen“ im Gegenteil erneut auftrat. (Diesbezügliche Untersuchungen sind im Gange.)

*

**Zusammenfassung:**

Beobachtungen auf dem Sonnblick in 3106 m Höhe haben ergeben, daß die Ausbreitungsverhältnisse für Radiowellen bei Sendungen aus diesen Höhen, ebenso die dort beobachteten Feldstärken beim Empfang, jenen in der Ebene prinzipiell gleichwertig sind.

Die Störungsgeräusche scheinen einen Zusammenhang mit der augenblicklichen allgemeinen Wetterlage in dem Sinne zu haben, daß sämtliche qualitativ und quantitativ vom normalen Tagesgang (Minimum vormittags, Maximum nachts) abweichenden Störungen mit einer bestimmten Witterungsphase am Beobachtungsort und dessen nächster Umgebung zusammenhängen, so zwar, daß Tiefdruckgebiete und Tiefdruckrinnen, auch wenn sie nur geringe Intensität haben und deren Zentrum bei Tag weniger als 250 km entfernt ist, eine wesentliche Erhöhung der atmosphärischen Störungen, und zwar besonders des „Knackens“ bewirken. Bei allgemeiner Hochdrucklage trat tagsüber bloß leichtes „Brodeln“ hervor, während sich erst abends, allerdings in geringerer Intensität, das „Knacken“ wieder einstellt. Die Wirkung weiter als 250 km entfernter Tiefdruckgebiete war nur bei Nacht durch eine allgemein höhere Knackintensität und Rahmenpeilung feststellbar.

Bei Niederschlägen jeder Art konnte eine besondere Störungsart beobachtet werden, die mit „Tönen“ bezeichnet wurde und von solcher Intensität ist, daß unter Umständen jeder Radioempfang unmöglich werden kann.

Nach allen bisherigen Erfahrungen, die durch die hier gemachten bestätigt werden, ist das „Knacken“ luftelektrischen Ursprungs und hat seinen Sitz in den Grenzflächen verschieden temperierter Luftmassen; es ist jene Störungsart, die sich durch starke Fernwirkung äußert. Das „Tönen“ ist eine tonfrequente Induktionserscheinung ganz lokalen Charakters und hat mit großer Wahrscheinlichkeit unsichtbare Büschelentladungen infolge hohen luftelektrischen Potentialgefälles zur Ursache; ihre Fernwirkung bleibt auf die nächste Umgebung des Beobachtungsgebäudes beschränkt. Das „Brodeln“ dürfte mit der Summe der Knackstörungen aus der weiteren Umgebung identisch sein.

Das Hochgebirge ist für das Studium der atmosphärischen Störungen der drahtlosen Telegraphie besser geeignet als die Ebene.

*

Zum Schlusse möchte ich dem Kuratorium des Sonnblickvereins in Wien sowie der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften in Berlin, für die Ermöglichung der vorliegenden Untersuchung durch Bereitstellung der Mittel meinen herzlichsten Dank aussprechen.

(Eingegangen am 6. Mai 1929.)

---

Digitized by Google

# Patentschau.

Von Carl Lübben.

## Fremdgesteuerter Röhrensender.

Brit. Pat. 308 270 (Kolster-Brandes, 20. März 1928), veröffentlicht am 15. Mai 1929.

Bei der in Bild 1 wiedergegebenen Anordnung zur Schwingungserzeugung durch Fremdsteuerung soll der Steuersender I von dem Leistungsverstärker II räumlich soweit getrennt aufgestellt

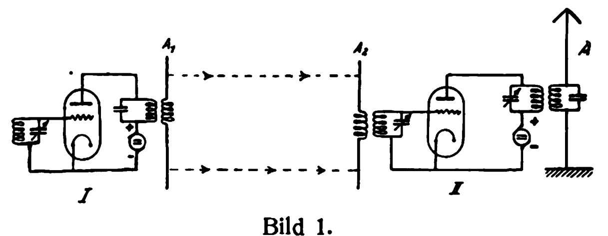


Bild 1.

werden, daß jede kapazitive oder elektromagnetische Rückwirkung praktisch vermieden ist. Die Uebertragung der Steuerenergie erfolgt durch eine kleine Sendeantenne $A_1$ am Steuersender I und eine Empfangsantenne $A_2$ am Verstärker II. Diese Empfangsantenne ist mit dem Gitterkreis der Leistungsröhre II, die eigentliche Strahlenantenne $A$ mit dem Anodenkreis gekoppelt.

## Drossel für Röhrensender.

D.R.P. 476 063, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 1. Januar 1928, ausgegeben am 14. Mai 1929.

Für Röhrensender werden häufig Drosseln verwendet, um den Gleichstromweg gegen Hochfrequenz zu sperren. Um wirksam zu sein, müssen diese Drosseln sehr groß sein. Dies hat aber oft den Nachteil, daß in der Drossel Eigenschwingungen auftreten, die zu Verlusten und unter Umständen zum Aussetzen der Schwingungserzeugung Veranlassung geben.

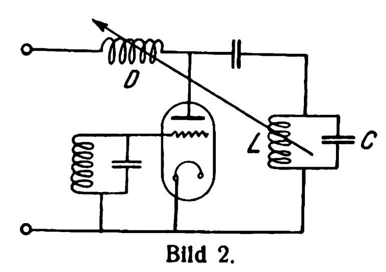


Bild 2.

Erfindungsgemäß soll eine Drossel Verwendung finden, die relativ wenig Windungen besitzt, der aber durch Kopplung mit einer von Hochfrequenz durchflossenen Spule eine Gegen-EMK zugefügt wird, die annähernd die restliche Hochfrequenzkomponente in der Drossel kompensiert. Eine derartige Schaltung zeigt z. B. das Bild 2, in dem die Drossel $D$ mit dem Schwingungskreis $C$, $L$ in der angegebenen Weise gekoppelt ist.

## Herstellung von piezoelektrischen Körpern.

D.R.P. 476 506, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Siemens & Halske), Pat. vom 18. April 1928, ausgegeben am 22. Mai 1929.

Die Erfindung betrifft die Herstellung von piezoelektrischen Körpern aus gekörnten oder pulverisierten Piezostoffen. Erfindungsgemäß sollen diese mit einem flüssigen Isolierstoff vermengt und in einem elektrischen Felde zum Erstarren gebracht werden. Unter der Einwirkung des elektrischen Feldes orientieren sich die einzelnen Piezoteilchen gleichsinnig. Zum Einbetten eignen sich besonders harzartige Stoffe, wie Schellack und Kunstharze. Zweckmäßig wird die Masse unter Druck zum Erstarren gebracht. Bei der Herstellung kann der Körper von vornherein in die für die Verwendung zweckmäßige Form gebracht werden. Eine derartige Einrichtung zeigt z. B. das Bild 3. Ein Ring 1 aus

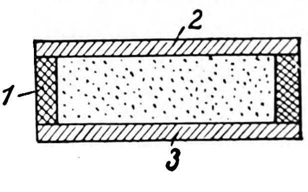


Bild 3.

geeignetem Material, z. B. Glas, wird zu beiden Seiten durch Metallbelege 2, 3 abgeschlossen. Der Raum zwischen den Belegungen wird mit der Piezomasse angefüllt und unter Anlegung eines elektrischen Feldes zum Erstarren gebracht.

## Piezo-Bandfilter.

Brit. Pat. 303 180 (Stand. Tel. Cables Ltd., 29. Dezember 1927), veröffentlicht am 20. Februar 1929.

Zur Aussiebung bestimmter Frequenzen soll ein Bandfilter verwendet werden, das in den einzelnen

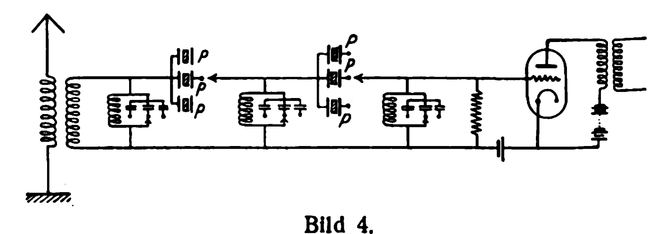


Bild 4.

Gliedern Piezokristalle eingeschaltet enthält. Eine derartige Anordnung zeigt Bild 4. Es sind mehrere Piezokristalle $P$ im Filter umschaltbar vorgesehen, um eine Aussiebung verschiedener Frequenzen vornehmen zu können.

## Kurzwellen-Röhrensender.

D.R.P. 477 309, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Esau), Pat. vom 23. März 1928, ausgegeben am 5. Juni 1929.

Bei Kurzwellenröhrensendern können infolge der relativ hohen Kapazität zwischen Gitter und Kathoden die Heizstromzuführungen leicht zu Schwingungen angeregt werden. Erfindungsgemäß soll dies dadurch verhindert werden, daß in die Heizstromleitungen Abstimmelemente eingeschaltet werden, die eine Verstimmung gegenüber der Sendewelle ermöglichen.


Digitized by Google

Bei der in Bild 5 wiedergegebenen Anordnung sind Drosseln $D$ vorgesehen, deren Windungszahlen verändert werden können, während bei der in Bild 6 dargestellten Anordnung eine Kombination von Drosseln $D$ mit einer Abstimmkapazität $C$ Verwendung findet.

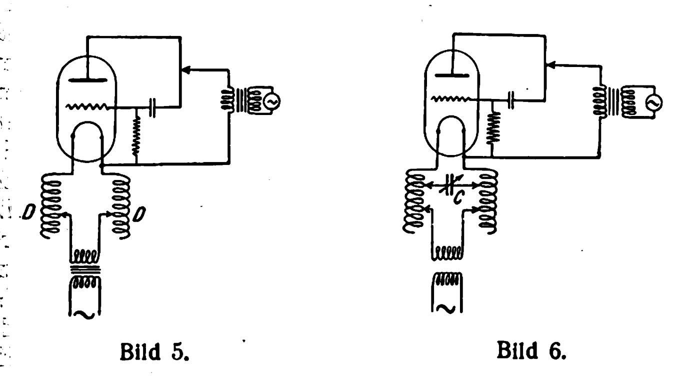



Bild 5. Bild 6.

### Fading-Beseitigung.

D. R. P. 477 055, Klasse 21 a[4], Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 11. 2. 28, ausgegeben am 3. 6. 29.

Zur Beseitigung der Fadingstörungen soll in gegen die Dauer des Fadings kurzen Zeitabschnitten die Modulation kurzzeitig unterbrochen werden und ein Hilfston gesendet werden, dessen Frequenz in das zu übertragende Frequenzband fällt. Am Empfänger wird dieser Hilfston synchron auf ein Hilfsgerät geschaltet, der die Verstärkung des Empfängers entsprechend der Fadingschwächungen derart regelt, daß am Empfänger eine konstante Lautstärke auftritt. Eine derartige Einrichtung zeigt das Bild 7. Der Hilfston wird dem Gitterkreis einer Gleichrichterröhre $G$ zugeführt,

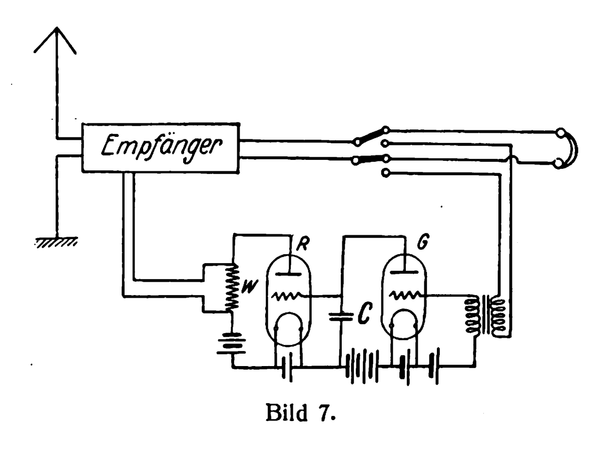



Bild 7.

in dessen Anodenkreis ein Kondensator $C$ eingeschaltet ist, der während des Hilfstones eine gewisse Ladungsmenge aufspeichert, die die Gittervorspannung einer Röhre $R$ ändert. Im Anodenkreis der Röhre $R$ liegt ein Widerstand $W$, dessen Spannungsabfall die Vorspannung am Verstärker des Empfängers beeinflußt.

### Beseitigung der Fadingstörungen.

D. R. P. 476 917, Klasse 21 a[4], Gruppe 9 (Telefunken). Pat. vom 19. 2. 28, ausgegeben am 30. 5. 29.

Die Erfindung betrifft eine Empfangsanordnung zur Beseitigung der Fadingstörungen, die infolge Drehung der Polarisationsebene auftreten. Die Verwendung von zwei senkrecht zueinander orientierten Antennen, die getrennt die beiden Komponenten des beliebig orientierten elektrischen Feldes aufnehmen würden, kann die genannten Störungen nicht eliminieren, da die gleichphasigen Komponenten sich im Empfänger algebraisch addieren würden, so daß sie sich entweder addieren oder aufheben. Erfindungsgemäß soll nun eine künstliche Phasenverschiebung von 90° für beide Komponenten hergestellt werden, so daß eine Auslöschung bei keiner Drehung entstehen kann. Im Bild 8 wird die Phasenverschiebung dadurch hergestellt, daß die Uebertragerleitungen

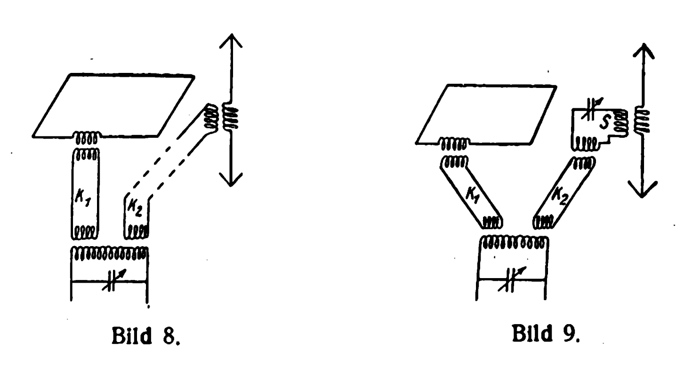



Bild 8. Bild 9.

$K_1$ und $K_2$ zwar elektrisch gleich, aber in ihrer Länge verschieden sind, so daß eine Wegdifferenz von ein Viertel Wellenlänge entsteht. Im Bild 9 ist ein zusätzlicher Schwingungskreis $S$ in eine Uebertragerleitung eingeschaltet, während die Leitungen $K_1$ und $K_2$ selbst gleich sind.

### Röhrenmodulations-Schaltung.

D. R. P. 476 147, Klasse 21 a[4], Gruppe 15 (Siemens & Halske). Pat. vom 25. 6. 27, ausgegeben am 17. 5. 29.

Wird zur Modulation hochfrequenter Schwingungen dem Gitter einer Röhre die Träger- und die Modulationsschwingung aufgedrückt, so sind die

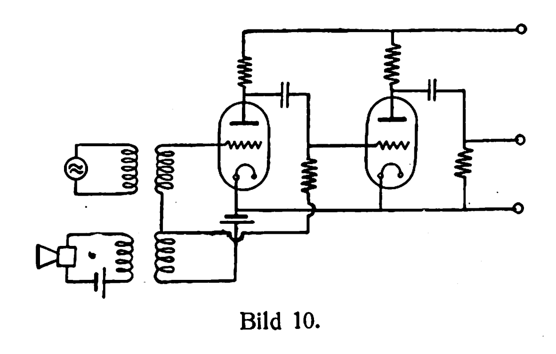


Bild 10.

Aenderungen der Ausgangsamplitude den Aenderungen des Gitterpotentials nicht proportional. Erfindungsgemäß soll diese Linearität dadurch erzielt werden, daß zwei in Kaskade geschaltete Röhren verwendet werden, deren beiden Gittern zugleich die Steuerspannung aufgedrückt wird. Eine solche Anordnung zeigt Bild 10. Der Verstärkungsfaktor für

Digitized by Google

zwei in Reihe geschaltete Röhren ist

$$V = \left(S \cdot R_a \frac{R_i}{R_i + R_a}\right)^2 (S \cdot R_a)^2, \text{ wenn } R_a \text{ klein gegen } R_i \text{ ist.}$$

Für die Steilheit gilt bekanntlich die Beziehung

$$S = {}^3/_2 A \cdot (E_g + D \cdot E_a)^{1/2}$$

Aus beiden Gleichungen ergibt sich:

$$V = ({}^3/_2 A R_a)^2 \cdot (E_g + D E_a)$$

Aus dieser Gleichung erkennt man, daß die Verstärkung $V$ linear von der Gittervorspannung $E_g$ abhängig ist.

### Kurzwellen-Antennenanlage.

D.R.P. 476918, Klasse 21a[4], Gruppe 46 (Telefunken), Pat. vom 9. Dezember 1926, ausgegeben am 27. Mai 1929.

Bei der Uebertragung von Nachrichten mit kurzen elektrischen Wellen treten häufig Störungen durch Verdoppelung der Zeichen auf, die durch Wellen verursacht werden, die in Richtung der längeren Entfernung zwischen Sender und Empfänger um den Erdball herum zum Empfänger gelangen. Erfindungsgemäß sollen diese Störungen dadurch beseitigt werden, daß eine Abschirmvorrichtung verwendet wird,

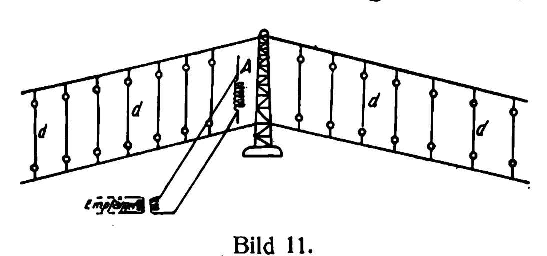



Bild 11.

die in einer Entfernung von einer Viertelwellenlänge hinter der Empfangsantenne $A$ (Bild 11) in der dem Sendeort abgewendeten Richtung angeordnet ist. Der Schirm besteht aus einer Reihe senkrecht isoliert aufgehängter Drähte $d$, die das obere Antennenende mindestens um eine Viertelwellenlänge überragen.

### Entfernungsbestimmung.

Brit. Pat. 302602 (Koulikoff, Chilowsky, 15. Dezember 1927), veröffentlicht am 13. Februar 1929.

Zur Entfernungsbestimmung sollen die von einem Sender $G$ (Bild 12) ausgestrahlten Wellen am Gegenort von einem Empfänger $F$ aufgenommen und zur Steuerung eines am gleichen Ort aufgestellten Senders $R$ benutzt werden. Die zurückgestrahlten Wellen werden am ersten Ort von einem Empfänger $E$ aufgenommen. Die vom Sender $G$ ausgestrahlten Wellen werden von einem Modulator $M$ moduliert. Die Modulationswelle wird am Gegenort durch den Empfänger $F$ ausgesiebt und durch die Modulationsröhre $M_F$ zur Modulation des Senders $R$ verwendet Dem Empfänger $E$ am ersten Ort wird ebenfalls die Modulationswelle vom Modulator $M$ unmittelbar aufgedrückt. Am Empfänger $E$ interferieren also die beiden gleichen Modulationswellen mit einer Zeitdifferenz. Die Modulationsfrequenz wird so eingestellt, daß im Kopfhörer $T$ eine maximale oder minimale Lautstärke eintritt. In diesem Falle kann aus der Modulationsfrequenz die Entfernung errechnet werden (vgl. auch Brit. Pat. 227801, 230013, 241505).

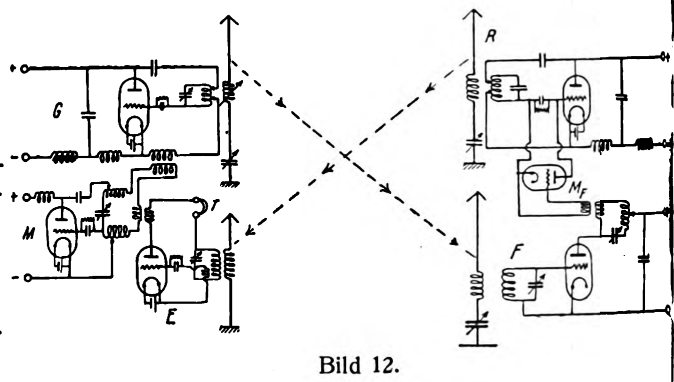



Bild 12.

### Synchronhaltung bewegter Antriebe für Bildtelegraphie.

D.R.P. 476324, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 23. Juni 1926, ausgegeben am 15. Mai 1929.

Erfindungsgemäß sollen zur Synchronhaltung bewegter Antriebe insbesondere für Zwecke der Bildtelegraphie auf beiden Stationen selbständige Energiequellen von konstanter Frequenz verwendet werden und die für die Konstanthaltung der Drehzahl erforderliche Energie einer nicht modulierten Stufe eines örtlich vorhandenen Röhrensenders entnommen werden, der zweckmäßig durch einen Piezokristall auf konstanter Frequenz gehalten wird.

### Bildübertragung in natürlichen Farben.

Brit. Pat. 308277 (Thomson-Houston, 20. März 1928), veröffentlicht am 15. Mai 1929.

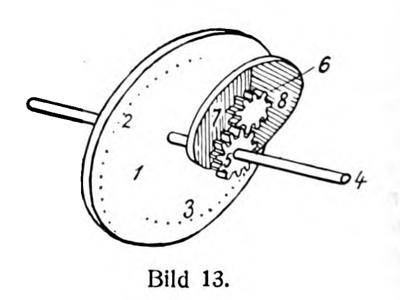



Bild 13.

Die Bildzerlegung soll durch eine rotierende Scheibe 1 (Bild 13) erfolgen, die zwei spiralig angeordnete Reihen von Löchern 2, 3 besitzt. Auf der Achse 4 dieser Scheibe sitzt ein Zahnrad 5, das eine zweite Scheibe 6 antreibt. Diese Scheibe ist in farbige Sektoren 7, 8 ... eingeteilt, durch welche die gleichen Farben des Bildes ausgefiltert werden. Die ver-

Digitized by Google

schiedenen Farben entsprechen den Lochreihen 2, 3 ... Beim Empfänger wird eine ähnliche Anordnung mit farbigen Lichtquellen verwendet.

### Lichtelektrische Zelle.

D.R.P. 477 158, Klasse 21g, Gruppe 29 (Telefunken), Pat. vom 9. Juli 1925, ausgegeben am 5. Juni 1929.

Für photoelektrische Zellen verwendet man Alkalielektroden von Caesium oder Rubidium und Gasfüllungen. Die Verarbeitung der Alkalimetalle ist schwierig und gefährlich und Rubidium- oder Caesiumzellen sind bisher teuer in der Herstellung. Erfindungsgemäß sollen lichtelektrische Zellen in der Weise hergestellt werden, daß als Elektrode eine Alkalimetall-Legierung verwendet wird, die aus Kalium oder Natrium mit höchstens 3—4% Zusatz von Rubidium oder Caesium oder eines Gemisches beider besteht.

### Herstellung von Kathoden.

D.R.P. 477 232, Klasse 21g, Gruppe 13 (AEG, Telefunken), Pat. vom 23. Juni 1922, ausgegeben am 4. Juni 1929.

Gemäß der Erfindung sollen Kathoden für Röhren dadurch hergestellt werden, daß den Metallfäden Zusätze von Metallen der seltenen Erden oder des Yttriums oder Scandiums bzw. deren Oxyde oder andere Verbindungen gegeben werden, die einer Reduktion unterliegen. Durch diese Kathoden soll eine Elektronenemission erzielt werden, die diejenige der thorhaltigen Drähte erheblich überschreitet.

### Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabetag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 433 602 | $21a^4/22$ | 18. 5. 29 | Störbefreiung |
| 475 486 | $21a^4/29$ | 14. 5. 29 | Röhrenschaltung |
| 475 895 | 21g/13 | 16. 5. 29 | Habannröhre |
| *476 063 | $21a^4/8$ | 14. 5. 29 | Röhrensender |
| 476 065 | 21g/31 | 15. 5. 29 | Magnetisches Material |
| *476 147 | $21a^4/15$ | 17. 5. 29 | Röhrenmodulationsschaltung |
| 476 210 | $21a^4/77$ | 13. 5. 29 | Röhrenfassung |
| 476 221 | $21a^1/32$ | 14. 5. 29 | Fernsehen |
| 476 280 | $21a^4/8$ | 16. 5. 29 | Fremdgesteuerter Röhrensender |
| *476 324 | $21a^1/32$ | 15. 5. 29 | Bildübertragung |
| 476 325 | $21a^2/41$ | 16. 5. 29 | Verstärker |
| 476 404 | $21a^4/8$ | 16. 5. 29 | Röhrensender |
| *476 506 | $21a^4/8$ | 12. 5. 29 | Herstellung von Piezokörpern |
| 476 510 | 21g/10 | 18. 5. 29 | Einstellvorrichtung |
| 476 610 | 21g/11 | 23. 5. 29 | Elektrolyt für Gleichrichter |
| 476 896 | $21a^4/1$ | 27. 5. 29 | Oberwellenbeseitigung bei Röhrensendern |
| *476 917 | $21a^4/9$ | 30. 5. 29 | Fadingbeseitigung |
| *476 918 | $21a^4/46$ | 27. 5. 29 | Kurzwellenantenne |
| 476 923 | 21g/13 | 30. 5. 29 | Gittervorspannungsregelung |
| *477 055 | $21a^4/9$ | 3. 6. 29 | Fading-Beseitigung |
| 477 113 | $21a^2/25$ | 4. 6. 29 | Lautsprecher |
| 477 120 | 21g/13 | 6. 6. 29 | Röhre |
| *477 158 | 21g/29 | 6. 6. 29 | Lichtelektrische Zelle |
| 477 186 | 21g/13 | 6. 6. 29 | Röhre |
| *477 232 | 21g/13 | 4. 6. 29 | Herstellung von Kathoden |
| *477 309 | $21a^4/9$ | 5. 6. 29 | Kurzwellen - Röhrensender |
| 477 326 | $21a^4/6$ | 5. 6. 29 | Frequenzsteigerung |
| 477 327 | $21a^4/6$ | 5. 6. 29 | Frequenzsteigerung |
| 477 328 | $21a^4/68$ | 5. 6. 29 | Spule |
| 477 444 | $21a^1/32$ | 7. 6. 29 | Synchronisierung |
| 477 496 | $21a^4/77$ | 8. 6. 29 | Röhrenhalter |

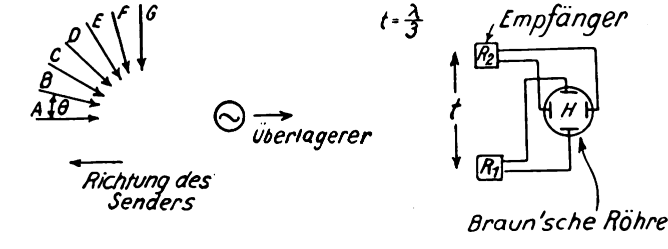
Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlich referiert.

# Referate.

**H. T. Friis.** Oszillographische Beobachtung der Fortpflanzungsrichtung und der Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen. (Oszillographic observations on the direction of propagation and fading of short waves.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 658—665, 1928. (Aus den Bell Tel. Lab., New York.)

Die Sendestation, die gewöhnlich benützt wurde, war der englische Richtsender GBK ($\lambda$ = 16 m).

1. Um die Richtung der ankommenden Wellen in der Horizontalebene zu bestimmen, wurde folgende Anordnung verwendet (Bild 1). Zwei Empfänger $R_1$ und $R_2$ werden in einer Linie senkrecht zur Verbindungslinie Sender—Empfänger im Abstand von $\lambda/3$ aufgestellt. Durch einen von beiden Empfängern gleich weit entfernten Hochfrequenzsender (Ueberlagerer) wird in den beiden Empfängern derselbe Niederfrequenz-Schwebungston erzeugt und die Spannungen dieser beiden Niederfrequenzströme den Ablenkungsplatten einer Braunschen Röhre zugeführt. Je nach der Phasenverschiebung dieser niederfrequenten Ströme erscheinen dann bekanntlich bei gleicher Amplitude derselben die in dem unteren Teil von Bild 1 eingezeichneten Figuren. Da bei der gewählten Anordnung die Phasenverschie-



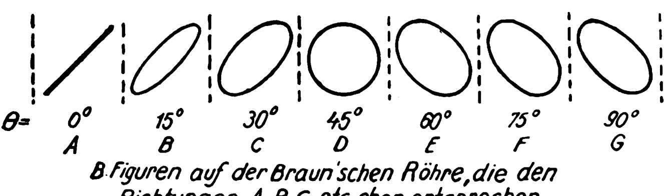




Bild 1.

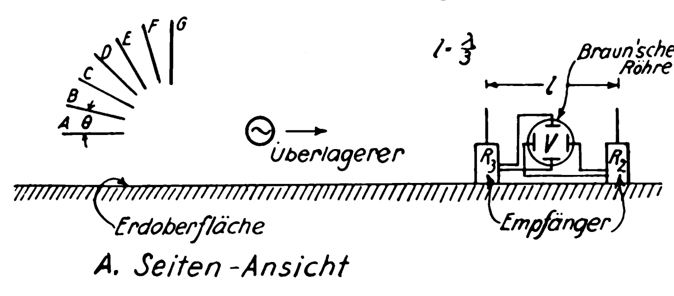
bung der niederfrequenten Ströme gleich derjenigen der Hochfrequenzströme ist, die in den beiden Empfängern durch die ankommenden Wellen induziert wird, und da diese in einfacher Weise von der Rich-

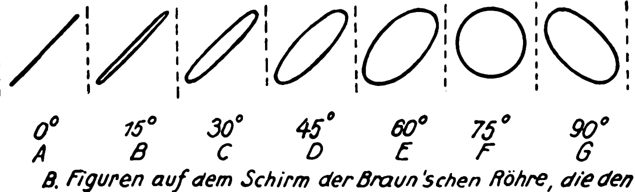
Digitized by Google

tung der ankommenden Wellen abhängt, so kann aus den Bildern an der Braunschen Röhre die Richtung der ankommenden Wellen bestimmt werden.

Mit dieser Anordnung wurden zu den Zeiten, in denen die Wellen die Nacht-Tag-Grenze passierten, starke Aenderungen der Figuren beobachtet, und zwar zum Teil Abweichungen der Richtung bis zu 30° von der Richtung Sender—Empfänger.

2. Für die Messung der Wellenrichtung in der Vertikalebene wurde die Anordnung von Bild 1 in



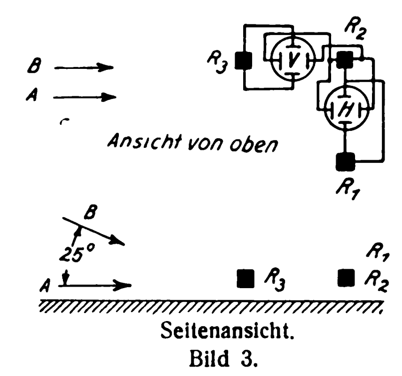




B. Figuren auf dem Schirm der Braun'schen Röhre, die den Richtungen A, B, C etc. oben entsprechen

Bild 2.

diejenige von Bild 2, die nach dem eben Ausgeführten ohne weiteres verständlich ist, umgeändert.

Soll die Richtung der Wellen im Raum, nicht nur ihre Vertikal- oder Horizontalkomponente bestimmt werden, so sind die Anordnungen von Bild 1 und 2 zu vereinigen, wie es in Bild 3 dargestellt ist. Der




Seitenansicht.

Bild 3.

Verfasser berechnet für diese Anordnung die Figuren, die auf dem Schirm der beiden Braunschen Röhren in den verschiedenen in Betracht kommenden Fällen entstehen müssen.

Bei Beobachtungen dieser Art stellte sich heraus, daß die Aenderungen in dem Winkel, den die Fortpflanzungsrichtung der Wellen mit der Erdoberfläche bildet, im allgemeinen viel größer sind, als die Aenderungen des Winkels, den die Wellenrichtung in der Horizontalebene mit der Linie Sender — Empfänger einschließt.

3. Schwunderscheinungen.

Die Aenderung in der Größe der Figuren zeigt ohne weiteres Schwunderscheinungen an. Die beobachteten hatten eine mittlere Periode von ungefähr 5 sec. Dabei ergab sich, daß zu den Zeiten, in denen die Wellenamplitude schwach war, die Figur (Gerade oder schmale Ellipse) mit großer Geschwindigkeit rotierte. Das ist kaum anders zu deuten, als daß diese Schwunderscheinungen durch Interferenz zustande kommen. J. Zenneck.

**E. V. Appleton.** Die Untersuchung der Schwunderscheinung. (The study of signal fading. An account of the work of the Peterborough radio research station of the department of sientific and industrial research.) Journ. Inst. Electr. Eng. London **66**, S. 872—885, 1928.

Die Untersuchung der Schwunderscheinung wurde in Entfernungen kleiner als 200 km vom Sender vorgenommen. Man empfängt dort einmal die sich am Erdboden ausbreitende Welle, andererseits die unter großen Winkeln einfallenden, von der Heaviside-Schicht reflektierten Wellenzüge, wobei diese reflektierten Wellen elektrische Komponenten in der Fortpflanzungsebene und senkrecht dazu haben. Die Bestimmung der Größe der einzelnen Komponenten und der zugehörigen Einfallswinkel kann man am Empfangsorte durchführen, wenn man die Wellenlänge des Senders kontinuierlich um einen kleinen Betrag ändert, z. B. bei $\lambda = 400$ m um 10 m.

Hat man einen Rahmen in der Fortpflanzungsebene aufgestellt, dann beobachtet man z. B. nachts bis kurz nach Sonnenaufgang erhebliche Schwankungen der Intensität; diese können einmal durch eine Veränderung des Verhältnisses der magnetischen Feldstärke in der Erdwelle $H_0$ zu der der Luftwelle $H_1$ oder durch eine Aenderung der durch die verschiedenen Wege hervorgerufenen Phasendifferenz $\theta$ beider Wellen hervorgerufen sein. Bei einer langsamen Aenderung der Wellenlänge ändert sich auch $\Theta$. Bei einer Aenderung $2\pi$ tritt im Signalstrom ein Maximum $M$ und ein Minimum $m$ auf. Auf diese Weise läßt sich der Einfluß der Phasendifferenz auf den empfangenen Signalstrom eliminieren. Man erhält $2 \cdot \frac{H_1}{H_0} = \sqrt{\frac{M/m-1}{M/m+1}}$. Die relativen Intensitäten beider Strahlen lassen sich so berechnen. Den Einfallswinkel $\Phi_1$ der Luftwelle kann man durch gleichzeitige Messung der Maxima $M$ und Minima $m$ der Empfangsströme in einem Luftleiter $L$ und einem Rahmen $R$ bestimmen nach der Formel:

$$\sin \Phi_1 = \left(\sqrt{\frac{M/m-1}{M/m+1}}\right)_L \times \left(\sqrt{\frac{M/m-1}{M/m+1}}\right)_R.$$

Die Methode der Wellenlängenänderung besitzt folgende Vorteile:

1. Sie erlaubt eine Lösung der genannten Probleme mit einfachen Intensitätsmessungen.
2. Man braucht die Stärke der Bodenwelle nicht zu kennen.
3. Es ist eine sehr empfindliche Methode zum Nachweis reflektierter Luftwellen, besonders wenn sie sehr schwach sind.
4. Man kann also die Wegdifferenzen zwischen der Boden- und Luftwelle und damit die Höhe der Heaviside-Schicht feststellen.


Digitized by Google

Die Intensitätsschwankungen der reflektierten Luftwellen können, soweit sie die normal polarisierte Komponente betreffen, mit einer Kombination von Luftleiter und Rahmen aufgenommen werden. Diese hat eine kardioidenförmige Ferncharakteristik, mit der man bei Tage den Empfang der Bodenwelle vollkommen ausschalten kann. Die abnormal polarisierte Komponente wird mit einem Rahmen rechtwinklig zur Fortpflanzungsebene gemessen.

Die Empfangsintensität wurde mit Detektor und Galvanometer oder mit der in Bild 1 dargestellten

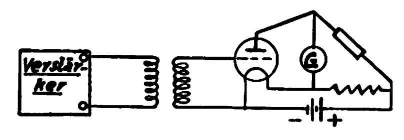



Bild 1.

Röhrenvoltmeter-Schaltung gemessen, wo die Wirkung des Anodenstromes auf das Instrument $G$ durch eine Brückenschaltung beseitigt ist.

V e r s u c h s e r g e b n i s s e. Aus den Messungen der letzten Jahre nach der angegebenen Methode ergibt sich folgendes:

1. Die Schwunderscheinung (fading) beruht auf den Einwirkungen verschiedener Strahlen, die von der oberen Atmosphäre abgelenkt sind. Das Auftreten von Maxima und Minima bei der Wellenlängenänderung ist auf zwei Gruppen von Wellen zurückzuführen, von denen die eine die Bodenwelle ist. Die mit einer Rahmenantenne aufgenommenen Maxima sind größer als die mit senkrechtem Luftleiter, also muß eine Wellengruppe den Boden unter kleinerem Winkel als 90 Grad erreichen.

2. Messungen der Höhe der ionisierten Schicht aus der Phasendifferenz oder aus dem Einfallswinkel ergaben für die meisten Nächte eine allmähliche Zunahme nach Sonnenuntergang, bis etwa 1 Std. vor Sonnenaufgang das Maximum erreicht war. Dann nahm die Höhe schnell zu den niedrigen Tagewerten von 70—80 Km ab. Nach Sonnenaufgang ist die Intensität der reflektierten Strahlen so gering, daß Höhenbestimmungen kaum möglich sind. In gewöhnlichen Nächten schwankt die Höhe zwischen 90 und 130 km. In Winternächten sind häufig Höhen von 250 bis 350 km in den letzten drei Stunden vor der Morgendämmerung gemessen. Etwa 30—40 Minuten vor Sonnenaufgang sank die Höhe sprunghaft auf den normalen Wert. Es muß also die Ionisation in der H e a v i s i d e - Schicht durch Rekombination soweit erniedrigt sein, daß die Wellen erst an höheren, ionenreicheren Schichten abgelenkt werden. Nach den Tagesbeobachtungen scheint eine andere ionisierte Zone unterhalb der H e a v i s i d e - Schicht in 50—60 km Höhe gebildet zu werden, welche die Wellen schwächt, ohne auf die reflektierenden Schichten in 70—80 km Höhe besonders einzuwirken.

3. Die an den oberen Schichten reflektierten Wellen könnten Schwankungen der Signale bei Nacht bewirken, und zwar durch Aenderung a) des Einfallswinkels, b) der Intensität, c) der Phase und d) der Polarisation der von oben kommenden Welle. Der Einfallswinkel $\Phi_1$ kann sich stark ändern, bewirkt jedoch keine Schwankungen der Signale. Aenderungen der Intensität der reflektierten Welle sind viel häufiger als Phasenänderungen zwischen Boden- und Luftwelle. Die beiden senkrecht aufeinander stehenden Komponenten der reflektierten Wellen ändern sich gleichzeitig, so daß man keine Drehung der Polarisation erhält.

Nach den Beobachtungen rufen in der Hauptsache Intensitätsschwankungen, weniger die Phasenänderungen die Fadingerscheinung hervor.

4. Messungen der Polarisation der reflektierten Welle zeigten sie annähernd zirkular polarisiert, und zwar im Linkskreis. Dies könnte durch den Erdmagnetismus bewirkt sein. Sicher wäre dies, wenn man auf der südlichen Halbkugel Rechtspolarisation fände.

B e o b a c h t u n g e n w ä h r e n d d e r S o n n e n f i n s t e r n i s a m 29. 6. 1927.

Eine Messung des Verhältnisses der Intensität $H_1$ der normal polarisierten Komponente der reflektierten Welle zu der Intensität $H_0$ der Bodenwelle zeigte eine Steigerung auf den 16fachen Wert des gewöhnlichen Verhältnisses bei Tage von $H_1/H_0 = 0{,}012$ auf $H_1/H_0 = 0{,}2$ während der Sonnenfinsternis. Gleichzeitig mit der Zunahme der Amplitude wurde die Wegdifferenz zwischen Boden- und Luftwelle vergrößert, während der Einfallswinkel der von oben kommenden Luftwellen verkleinert wurde. Hieraus ergibt sich eine Veränderung der Höhe der reflektierenden Schicht von 75 km auf 94 km. Den Verlauf der Höhe mit

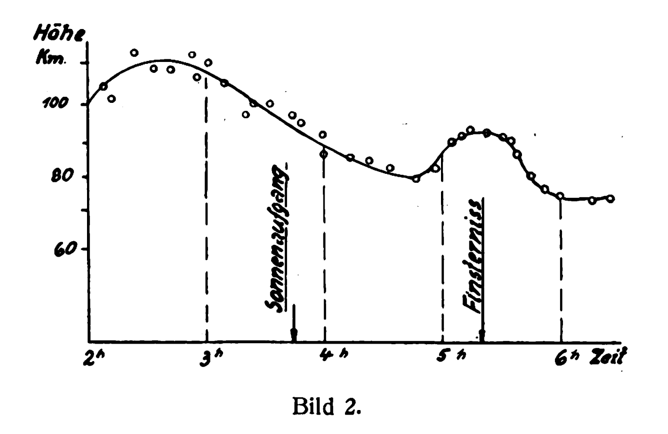



Bild 2.

der Zeit zeigt das Bild 2. Hierbei wurde in Peterborough der Sender Birmingham ($\lambda = 491$ m) aufgenommen.

Ferner werden noch Intensitätsmessungen mit einfachen Geräten in Nottingham und Giggleswick mitgeteilt. Hier wurde der mit konstanter Welle und Energie sendende Londoner Sender 2 LO, $\lambda = 361$ m, aufgenommen. In beiden Fällen wurde wieder eine erhebliche Intensitätssteigerung der reflektierten Luftwelle gefunden. E. L ü b c k e.

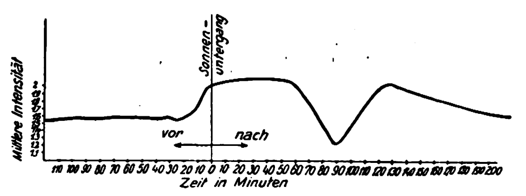
**R. C. Colwell.** S c h w u n d e r s c h e i n u n g e n l ä n g s e i n e s M e r i d i a n s. (Fading curves along a meridian.) Proc. Inst. Eadio Eng. **16,** 1570—1573, 1928.

Der Verfasser berichtet über die Aufnahme der Zeichenstärke von der Station KDKA in Pittsburgh Pa. und Morgantown W. Va. Die Aufnahmen wurden mit einem Zwischenfrequenzempfänger und halb automatisch registrierendem Galvanometer gemacht. Sie

Digitized by Google

haben besonderes Interesse, da Pittsburgh und Morgantown ziemlich genau auf demselben Meridian liegen. Die Versuche wurden über 21 Tage im Winter 1926/27 ausgedehnt und wurden immer in den Abendstunden um Sonnenuntergang herum ausgeführt.

Nimmt man das Mittel je über 5 Minuten und mittelt man dann über alle 21 Beobachtungen, so erhält man, wenn man die Zeit stets auf den Sonnenuntergang bezieht, die Kurve des nebenstehenden Bildes,




d. h. verhältnismäßig konstante Werte während des Tages, dagegen kurz vor Sonnenuntergang einen Anstieg der Intensität auf die meist unregelmäßigen Nachtwerte.

Die Originalaufnahmen selbst, nicht ihre Mittelwerte, weisen auf einen großen Unterschied zwischen klaren und wolkigen Tagen hin. Während die Zeichenstärke an wolkigen Tagen vor Sonnenuntergang ganz geringe Schwankungen zeigt, erhält man an klaren Tagen sehr starke zeitliche Aenderungen (Schwunderscheinungen). Nach der Auffassung des Verfassers liegt der Grund darin, daß an wolkigen Tagen unter den Bedingungen der Versuche praktisch nur die Bodenwelle empfangen wird, da der Zustand der Atmosphäre verhindert, daß die Luftwelle mit merklicher Intensität die Heavisideschicht erreicht, dort reflektiert wird und dann mit der Bodenwelle Interferenzen liefert. J. Zenneck.

**G. Breit, M. A. Tuve und O. Dahl.** Wirksame Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht im Dezember 1927 und Januar 1928. (Effective heights of the Kennelly-Heaviside layer in December 1927 and January 1928.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 1236—1239, 1928.

Die Verfasser haben wieder mit dem Sender des Naval Research Laboratory in Bellevue Anacosta D. C., einem Empfänger, der 7 Meilen davon entfernt war, und einer Frequenz $4{,}015 \cdot 10^6$/sec ($\lambda =$ 75 m) die äquivalente Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht bestimmt. Die Methode war die Echo-Methode in der verbesserten Form, über die sie schon früher (Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 794, 1928, ref. ds. Jahrb. **34,** 37, 1929) berichtet hatten und die sehr scharfe (kurze) Zeichen zu geben und im Empfänger zu registrieren gestattet.

Das neue an den jetzigen Ergebnissen ist, daß sie häufig von einem Zeichen nicht nur ein Echo, sondern zwei oder drei bekamen und daß die Höhen (oder richtiger Wegdifferenzen), die sich daraus berechneten, im Verhältnis 1 : 2 : 4 standen. Beispiele sind:

| | 1. | 2. | 3. | Reflexion |
|---|---|---|---|---|
| Weg | 75 | 150 | 300 | Meilen |
| „ | 65—70 | 140 | 280 | „ |

Die Höhen, die aus der ersten Reflexion folgten, lagen bei einer Gruppe von Beobachtungen, zu der die angeführten Beispiele gehören, zwischen 65 und 75, bei einer großen anderen Gruppe zwischen 135 und 145 Meilen. J. Zenneck.

**R. Gunn.** Die diamagnetische Schicht der Atmosphäre und ihre Beziehung zu den täglichen Aenderungen des Erdmagnetismus. (The diamagnetic layer of the earth's atmosphere and its relation to the diurnal variation of terrestrial magnetism.) Phys. Rev. **32,** 133—141, 1928.

Von allgemeinerem Interesse sind die Berechnungen, die der Verfasser seiner Erklärung der täglichen Aenderungen des erdmagnetischen Feldes voranstellt. Setzt man ein konstantes, elektrisches und magnetisches Feld voraus und legt man ein rechtwinkliges Koordinatensystem so, daß die $Z$-Achse in Richtung des magnetischen Feldes $H$ und die $Y$-Achse senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld ist, so zeigt die Rechnung, daà das wirksame Leitvermögen einer ionisierten Schicht in den verschiedenen Richtungen verschieden, daß also die Schicht anisotrop ist. Es ergibt sich annähernd für das Leitvermögen in den drei Richtungen

$$\sigma_x = o, \ \sigma_y = \frac{Ne}{\mathfrak{H}}, \ \sigma_z = \frac{NeL}{2\,mu}$$

wenn $N$ die Anzahl der Träger im ccm, $e$ bzw. $m$ die Ladung bzw. Masse eines Trägers, $L$ die mittlere freie Weglänge und $u^2$ der Mittelwert der Geschwindigkeitsquadrate der Molekularbewegung ist. Bemerkenswert dabei ist, daß diejenige Komponente des elektrischen Feldes ($X$), die senkrecht auf dem magnetischen Feld steht, keinen Strom in dieser Richtung zur Folge hat, daß dagegen — natürlich unter dem Einfluß des magnetischen Feldes — Ströme entstehen in der Richtung ($Y$), in der kein elektrisches Feld vorhanden ist.

Wenn man nun in einem Medium Träger hat, die unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes sich in Spiralen bewegen, so muß das magnetische Moment dieser Bewegung auch die magnetische Induktion bei vorgegebener Feldstärke verändern, d. h. einen Einfluß auf die wirksame Suszeptibilität des Mediums bekommen. Tatsächlich zeigt der Verfasser, daß sich ein solches ionisiertes Medium wie ein diamagnetisches verhalten muß. Seine negative Suszeptibilität ergibt sich proportional $Nmv^2/2\mathfrak{H}$, worin $v$ die Geschwindigkeitskomponente der Träger senkrecht zum magnetischen Feld ist. Daraus folgt aber, daß der magnetische Effekt abhängt von der Zahl $N$ der Träger in der Atmosphäre und demnach variieren muß, wenn der Ionisationsgrad sich ändert. Es ist demnach von vornherein zu erwarten, daß die magnetischen Eigenschaften einer solchen Schicht wechseln, sobald die ultraviolette Bestrahlung durch die Sonne eine Aenderung erleidet. Daraus folgt natürlich eine tägliche Variation. J. Zenneck.

**J. R. Carson.** Die Schwächung der Wirkung atmosphärischer Störungen. (The reduction of atmospheric disturbances.) (Am. Tel. & Tel. Co.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 966—975, 1928.

In der sehr allgemein gehaltenen Arbeit wird die Frage theoretisch untersucht, wie weit es prinzipiell

Digitized by Google

möglich ist, durch bestimmte Anordnungen die Wirkung der atmosphärischen Störungen abzuschwächen.

Angenommen wird, daß infolge der Verwendung selektiver Kreise auch von den atmosphärischen Störungen nur die Komponente von der Trägerfrequenz $\omega/2\pi$ zur Wirkung kommt. Man kann dann die auf den Detektor wirkende EMK in der Form schreiben

$$W = S(t) \sin(\omega t + \vartheta) + I(t) \sin(\omega t + \psi),$$

worin der erste Teil die Telephonie- oder Telegraphiesignale, der zweite die atmosphärische Störung darstellt. Die Phasenwinkel $\vartheta$ und $\psi$ sind Funktionen der Zeit, aber ihre relativen Aenderungen sind ebenso wie diejenigen von $S$ und $I$ während einer Hochfrequenzperiode $2\pi/\omega$ klein, d. h. ihre zeitlichen Aenderungen erfolgen im Verhältnis zur Hochfrequenz langsam.

Bei Telephonie bedeutet der erste Ausdruck oben die modulierte Sendewelle. Es ist also $S(t)$ von der Form

$$S(t) = \Sigma\, a_m \sin(\omega_m t + \vartheta_m).$$

Man erhält hier den günstigsten Fall — wie er tatsächlich bei der transatlantischen drahtlosen Telephonie angewendet wird —, wenn man nur ein Seitenband tatsächlich aussendet, im Empfänger die Trägerschwingungen hinzufügt und mit beiden zusammen einen Detektor, dessen Gleichrichtung einem quadratischen Gesetz folgt, beeinflußt. In diesem Fall bekommt man im Mittel als Verhältnis der Intensität der Störungen zu derjenigen der Zeichen (Sprache) $\frac{I\cos\psi}{S}$ oder im Mittel $\frac{2}{\pi}\frac{I}{S}$. Mit diesem günstigsten Verhältnis vergleicht der Verfasser das entsprechende Verhältnis in allen anderen Fällen.

Hat man es mit drahtloser Telegraphie zu tun und benützt man einen Detektor, der einem quadratischen Gesetz gehorcht, so wird das entsprechende Verhältnis bei starken Störungen $(I \gg S) = \frac{I^2}{S^2}$, bei schwachen Störungen $(I \ll S) = \frac{2I\cos\psi}{S}$ oder im Mittel $\frac{4}{\pi}\frac{I}{S}$. Günstiger, aber immer noch ungünstiger als oben wird der Fall, wenn man einen Detektor verwendet, bei dem, wie es bei Röhren bei richtiger Wahl der Gittervorspannung zutrifft, der vom Detektor gelieferte Gleichstrom der Amplitude der angelegten Wechselspannung selbst, nicht ihrem Quadrat proportional ist. Es ergibt sich dann die Quadratwurzel aus den oben angegebenen Verhältnissen.

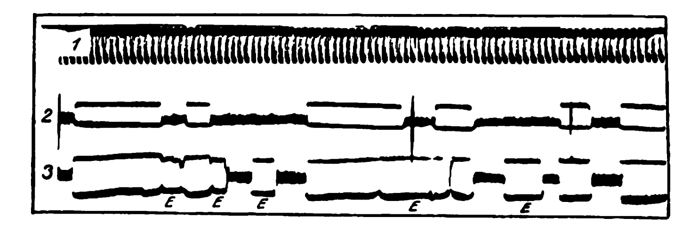
Dann wendet sich der Verfasser zu Empfangsmethoden mit Niederfrequenz-Kompensation. Das Gemeinsame dieser Methoden ist folgendes. Außer der Leitung, die zur Aufnahme der modulierten Hochfrequenzwellen des Senders bestimmt ist, enthält die Anordnung noch eine zweite Leitung, die zwar ungefähr auf dasselbe Frequenzband reagiert und in ihrer Eigenfrequenz nicht viel von der ersten Leitung verschieden sein soll, aber doch so viel davon verschieden ist und eine so große Selektivität besitzt, daß sie die Sendewellen praktisch nicht aufnimmt. Auf atmosphärische oder andere Störungen soll sie aber merklich ebenso reagieren, wie die erste Leitung. Es werden dann die Ströme in den beiden Leitungen je einem Detektor zugeführt und die beiden Niederfrequenzströme in einem gemeinsamen Niederfrequenzkreis einander entgegengeschaltet. Wenn dann die Sendewellen allein vorhanden sind, so hat die zweite Leitung keinen Einfluß, da sie die Sendewellen nicht aufnimmt. Wenn aber die Sendewellen und die atmosphärischen Störungen gleichzeitig eintreffen, so werden die Störungen, die in den beiden Leitungen nahezu dieselbe Wirkung hervorrufen, einander in dem gemeinsamen Niederfrequenzkreis und in einem damit irgendwie verbundenen Telephon aufheben. Dieser Gedanke scheint sehr plausibel. Der Verfasser zeigt aber, daß zwar in den Pausen zwischen den Zeichen tatsächlich die Wirkung der atmosphärischen Störungen ganz oder teilweise aufgehoben wird, daß aber, wenn Zeichen und atmosphärische Störungen gleichzeitig vorhanden sind, das Verhältnis der Intensität der Störungen zu derjenigen der Zeichen ungünstiger ist, als beim gewöhnlichen Empfänger, und zwar gleichgültig, ob der Detektor einem quadratischen oder einem linearen Gesetz folgt.

Der Verfasser weist dann noch nach, daß dasselbe Resultat in noch höherem Maße gilt für die Anordnung von E. H. Armstrong (Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 15 ff., 1928), der eine Anordnung nach dem eben angegebenen Prinzip verwendet mit der Modifikation, daß in den Pausen zwischen den Zeichen der Sender eine andere Frequenz aussendet als während der Zeichen und daß die zweite Leitung im Empfänger auf diese zweite Frequenz abgestimmt ist.

J. Zenneck.

**A. H. Taylor** und **L. C. Young.** Studien über die Ausbreitung von Wellen hoher Frequenz. (Studies of high-frequency radio wave propagation.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 561—578, 1928.

Die Verfasser haben oszillographische Aufnahmen der Zeichen von Kurzwellenstationen gemacht, besonders um die Frage der Mehrfach-Signale zu untersuchen.




Solche entstehen z. B., wenn ein Signal auf dem kürzesten Weg, ein anderes in umgekehrter Richtung um die Erde herum von einer Station zur anderen läuft. (Das letztere wird manchmal als Echo bezeichnet.)

1. In dem nebenstehenden Bild 1 sind die Oszillogramme wiedergegeben, die von der Station Lissabon ($f = 19{,}180 \cdot 10^6$/sec, $\lambda = 15{,}6$ m) aufgenommen wurden. Die oberste Kurve besteht aus Zeitmarken einer Stimmgabel von der Frequenz 100/sec. Die zweite Kurve sind die Aufnahmen mit einer gerichteten Empfangsantenne, deren Empfangsrichtung auf

Digitized by Google

Lissabon zugekehrt war und die infolge davon nur die Zeichen aufnehmen, die auf dem kürzesten Weg von Lissabon nach Washington gelangten. Die dritte Kurve ist die Aufnahme mit einer gerichteten Antenne, deren Aufnahmerichtung entgegengesetzt war, so daß also die Signale, die von Lissabon um die Erde herum nach Washington kamen, besonders stark wirkten; die dritte Kurve zeigt denn auch diese Zeichen ($E$) neben den direkten. Die Zeitdifferenz zwischen den direkten und indirekten Signalen ist so, wie man es erwartet, wenn die einen Zeichen den kürzesten, die anderen den Weg in entgegengesetzter Richtung um die Erde herum von Lissabon nach Washington gemacht haben.

2. Von der Marinestation NPG in San Franzisko ($f = 16{,}700 \cdot 10^6$/sec, $\lambda = 18$ m) bekam man in Washington mit einer nach Westen gerichteten Empfangsantenne ebenfalls mehrfache Zeichen. In den Fällen, in denen sie auftraten, ergab sich aber stets eine Zeitdifferenz, nach der das zweite Zeitsignal im selben Sinne, wie das erste, aber einmal um die Erde herum gewandert war. Im Gegensatz zu dem unter 1. besprochenen Fall ist es also hier unmöglich, mit Hilfe von gerichteten Antennen die Mehrfach-Zeichen auszuschließen.

3. Stationen im Süden von Washington, z. B. diejenige der Radio Corporation in Bogota ($f = 13{,}700 \cdot 10^6$/sec, $\lambda = 22$ m und $27{,}400 \cdot 10^6$/sec, $\lambda = 10{,}9$ m) haben in Washington niemals Mehrfach-Zeichen gegeben. Die Verfasser deuten das so, daß indirekte Zeichen hier unmöglich sind, weil sie in diesem Fall über die beiden Polarregionen wandern müßten, von denen eine immer in Dunkelheit liegt und deshalb eine zu hohe Heavisideschicht besitzt.

4. Die Kurzwellensender in Rocky Point hatten schon früher eine Merkwürdigkeit gezeigt, indem sie in Washington aufzunehmen waren, obwohl für ihre Wellenlänge Washington in der toten Zone liegen sollte.

Wurden nun die Zeichen von Rocky Point oszillographisch aufgenommen, so ergaben sich auch hier Mehrfach-Zeichen, aber die Zeitdifferenzen zwischen den direkten und den um die Erde herumgewanderten Zeichen ergaben sich als erheblich zu kurz: 0,110 — 0,129 sec statt 0,139 sec. Nach Ansicht der Verfasser liegt hier kaum eine andere Möglichkeit zur Erklärung vor als die, daß die sog. „direkten" Zeichen eben keine direkten sind, d. h. keine solchen, die auf dem kürzesten Weg von der Sende- zur Empfangsstation gelangten, sondern daß sie selbst schon irgendwo reflektiert wurden. Wenn diese Auffassung richtig ist, so ist aus den beobachteten Zeiten zu schließen, daß die Entfernung, die die Wellen von Rocky Point nach Washington zurückgelegt haben, zwischen 2500 und 10 000 km beträgt, während die direkte Entfernung 420 km längs der Erdoberfläche oder 500 km ist, wenn man mit einer Luftwelle rechnet, die in einer Heavisideschicht in der Höhe von 200 km reflektiert wurde.

Die Richtigkeit dieser Vermutung wird auf folgendem Weg zu beweisen versucht.

Der Kurzwellensender 2 XBC in Rocky Point arbeitet mit Frequenzverdopplung, durch die die Frequenz $9{,}450 \cdot 10^6$/sec auf die Sendefrequenz $18{,}900 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 15{,}9$ m) gebracht wird. Tatsächlich wird aber auch die erstere Frequenz, wenn auch nur sehr schwach, vom Sender ausgestrahlt. Nimmt man nun die Zeichen (extrem kurze Punkte) in Washington auf, so findet man zuerst die schwachen Zeichen, die der längeren Welle entsprechen und dann in einem Zeitabstand von 0,007 — 0,008 sec die starken Zeichen, die durch die kurzen Senderwellen von 15,9 m hervorgerufen sind. Man wird das kaum anders deuten können, als daß die längeren Wellen den normalen Weg von Rocky Point nach Washington gemacht haben, während die kurzen Wellen auf irgendeinem ca. 2900 km längeren Weg dorthin gelangt sind.

5. Da vermutet wurde, daß dieser längere Weg durch Reflexion zustande kommt, so wurde untersucht, ob sich auch bei anderen Stationen mehrfache Zeichen durch Reflexion in großer Entfernung nachweisen lassen. Es wurde dazu die Station NKF in Washington benützt und in einer Entfernung von ca. 18 km aufgenommen. Die Zeichen waren wieder so kurz als möglich. Man bekam normal Mehrfach-Zeichen mit einem Zeitabstand von 0,138 sec, wie es einer Welle entspricht, die um die Erde herumgewandert ist. Außerdem erhielt man Mehrfach-Zeichen mit den Zeitabständen von ca. 0,0111 — 0,0258 sec und von 0,0311 — 0,0360 sec. Bei diesen Mehrfach-Zeichen mit verhältnismäßig geringen Zeitabständen denken die Verfasser an die Reflexionen durch Gebirgszüge. Sie geben aber selbst zu, daß sie keine beweisbare Erklärung dafür haben.

6. Die Verfasser glauben nach den bisherigen Erfahrungen, daß die Frage, ob zwischen zwei Stationen außer den direkten Zeichen auch noch solche auftreten können, die um die Erde herumgewandert sind, sich von vornherein beantworten läßt auf Grund der einfachen Anschauung, daß die Wellen um die Erde herum nur dann möglich sind, wenn der größte Teil des Nachtweges auf der Sommerseite der Erde liegt. Nur unter diesen Bedingungen liegt die Heavisideschicht bei Nacht niedrig genug, um eine solche Art der Fortpflanzung zu gestatten.

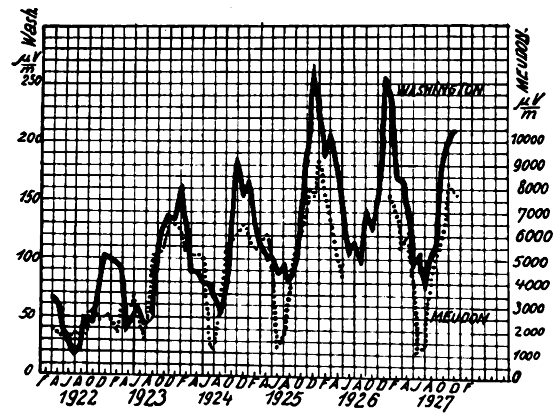
7. Die praktische Bedeutung der Mehrfach-Zeichen ist die, daß sie drahtlose Telephonie sehr stören können, indem sie unangenehme Interferenzen mit den direkten Wellen geben. J. Zenneck.

**L. W. Austin.** Empfangsmessungen an Langwellenstationen im Bureau of Standards während des Jahres 1927. (Long-wave radio receiving measurements at the Bureau of Standards in 1927.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1252—1257, 1928.

Dr. Austin hat wieder, wie in den vergangenen Jahren, die Ergebnisse von Empfangsmessungen, die im Bureau of Standards an einer großen Anzahl von Langwellenstationen regelmäßig gemacht werden, in Tabellen und Kurven zusammengestellt. Besonders interessant sind die Kurven (vgl. nebenstehendes Bild), die die Feldstärke von Lafayette (LY) bei Bordeaux sowohl in Washington als in Meudon bei Paris über einen Zeitraum von mehreren Jahren angeben. Solche Kurven enthielten schon die früheren Veröffentlichungen von Dr. Austin; sie sind jetzt um das Jahr 1927 verlängert worden. —

Digitized by Google

Am 14. Oktober wurden die stärksten Tageszeichen von europäischen Stationen beobachtet, die jemals in Washington gemessen worden sind. Bordeaux zeigte eine Verstärkung der Zeichen um 227% über das Monatsmittel; Rugby (GBR) und Nauen (AGW) waren beide ca. 200% über dem Durchschnitt, und gleichzeitig waren an diesem Tage alle anderen




Stationen, gleichgültig ob sie östlich oder westlich oder südlich oder nördlich von Washington lagen, von ungewöhnlicher Stärke. Bemerkenswert ist, daß dem Tag, an dem diese besonders starken Zeichen gemessen wurden, ein sehr starker magnetischer Sturm am 12. Oktober vorangegangen war.

J. Zenneck.

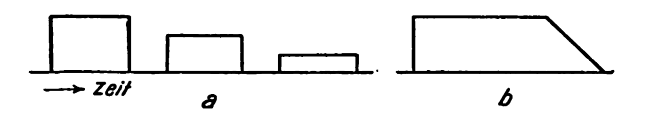
**J. B. Hoag und V. J. Andrew.** Eine Untersuchung über Mehrfachzeichen. (A study of short-time multiple signals.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1368—1374, 1928.

Von irgendeinem Sender erhält ein Empfänger unter Umständen folgende Zeichen:

1. die direkten, die längs der Eroberfläche auf dem kürzesten Weg zum Empfänger gelangten,

2. diejenigen, die an der Heavisideschicht reflektiert wurden, deren Höhe etwa zwischen 75 und 300 Meilen liegt,

3. die Zeichen, die entweder in der Richtung der direkten oder auch in umgekehrter Richtung ein oder mehrere Male um die Erde herumgewandert sind. Ihre Laufzeit bei einer einmaligen Umkreisung der Erde ist ungefähr $1/7$ ($\approx$ 0,14) Sekunde




4. außerdem noch Zeichen, deren Laufzeit länger ist, als bei den von der Heavisideschicht reflektierten und kürzer, als bei denen, die um die Erde herumgegangen sind. Diesen letzteren gilt die vorliegende Arbeit.

Die Untersuchung wurde mit Frequenzen zwischen 10 und $13 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 30$ und 23 m) gemacht. Zur Aufzeichnung der Zeichen diente ein Oszillograph der General Electric Co. Der Empfänger befand sich in der Universität in Chicago. Als Sender dienten die verschiedensten kommerziellen Stationen.

Bezüglich des zeitlichen Verlaufs der nicht direkten Zeichen ergaben sich bei der oszillographischen Aufzeichnung zwei Grundformen *a* und *b* im nebenstehenden Bild, aus denen die meisten anderen Formen abgeleitet werden können. Die erste (*a*) stellt im wesentlichen eine Wiederholung der vom Sender ausgesandten Zeichen bzw. der vom Empfänger aufgenommenen direkten Zeichen dar, die zweite eine Verlängerung dieser Zeichen mit allmählich abfallender Amplitude.

Die kurzen Zeichen von der Form *a* trafen vom Sender KEL in Bolinas (Kalifornien) mit Laufzeiten ein, die sich in Gruppen mit den Mittelwerten 0,011, 0,020, 0,029 und 0,042 sec einteilen lassen. Bei den entsprechenden Zeichen von Nauen (AGB) betrugen die Zeitdifferenzen 0,005, 0,006, 0,083 (0,0083?) und 0,016 sec. Bei den Zeichen von der Form *b* schwankte die Zeitdauer zwischen 0,003 und 0,045 sec.

Zur Erklärung ist folgendes zu sagen. Von den Laufzeiten der Zeichen von der Form *a* stimmt die Zeit 0,020 sec bei KEL gut mit einer Reflexion in den Gegenden mit besonders hoher Elektronenkonzentration in der Nähe des magnetischen Nordpols überein. Die Laufzeiten 0,011 von KEL und 0,005—0,006 von AGB sind in gutem Einklang mit der Annahme, daß sie von Reflexionen herrühren in derjenigen Gegend, in der das Nordlicht besonders stark ist, nämlich ungefähr in der Breite von 60° in Nordamerika und dem nördlichen Atlantischen Ozean. Der Wert 0,042 (KEL) deutet auf eine Reflexion in der Nähe des geographischen Nordpols hin. Zu denken ist auch immer an Reflexionen an der Grenze zwischen Tag- und Nachtgebiet, wo die Heavisideschicht nicht mehr parallel zur Erdoberfläche ist.

Bezüglich der längeren Mehrfachzeichen mit allmählich abfallender Amplituge (Form *b*) meinen die Verfasser, daß sie entstehen durch eine Hauptreflexion und darauf rasch folgende mehrfache Reflexionen. Die Laufzeiten sind so, daß sie von einer Reflexion in 60—80° nördlicher Breite herrühren könnten.

J. Zenneck.

**B. F. Schonland.** Die Polarität von Gewitterwolken. (The polarity of thunderclouds.) Proc. Royal Soc. A **118,** S. 223—251, 1928.

Der Elektrizitätsaustausch zwischen Gewitterwolke und Erde. (The interchange of electricity between thunderclouds and the earth.) Proc. Royal Soc. A **118,** S. 252—262, 1928.

Frühere Arbeiten des Verfassers zusammen mit J. Craib und ebenso von G. C. Simpson über die Gewitterfrage, die ja indirekt auch für die drahtlose Telegraphie von Interesse ist, sind früher in diesem Jahrbuch referiert worden. Inzwischen hat der Verfasser seine Untersuchung mit registrierenden Instrumenten in ausgedehnter Weise fortgesetzt.

Bezüglich der Polarität haben die neuen Versuche seine frühere Auffassung bestätigt, daß nämlich die Gewitterwolken in bei weitem überwiegender Zahl positive Polarität haben, d. h. daß der obere Teil der Gewitterwolken positiv, der untere negativ geladen ist. Erfolgt also eine Entladung innerhalb der Wolke — besonders häufiger Fall von Entladungen —, so fließt der Entladungsstrom innerhalb der Wolke von oben nach unten. Entlädt sich die Wolke,

Digitized by Google

d. h. der untere Teil, nach der Erde, so hat der Entladungsstrom die Richtung von der Erde zur Wolke.

In der zweiten Arbeit wird die Frage untersucht, wie sich der Elektrizitätsaustausch zwischen einer Gewitterwolke und der Erde auf die verschiedenen Austauschmöglichkeiten verteilt. Als solche sind von C. T. R. Wilson unterschieden worden:

1. Momentanstrom zwischen Wolke und Erde, wenn ein Blitz zwischen Wolke und Erde übergeht,

2. mehr oder weniger andauernde Spitzenentladung zwischen der Wolke und den gegenüberstehenden Gegenständen an der darunter befindlichen Erdoberfläche (Bäume, Sträucher und ähnliches) unter dem Einfluß des sehr starken elektrischen Feldes, das zwischen der Erdoberfläche und einer darüber befindlichen Gewitterwolke vorhanden ist,

3. Elektrizitätstransport durch geladene Regentropfen.

Auf Grund der ausgedehnten Messungen des Verfassers und der Schätzungen, die aber gut begründet erscheinen, kommt der Verfasser für den Austausch elektrischer Ladung zwischen einer Gewitterwolke und der Erde zu folgender Bilanz, wenn man die Summe des Elektrizitätstransportes durch die intermittierenden Blitzentladungen durch einen kontinuierlichen Strom zwischen Wolke und Erdboden ersetzt:

Spitzenentladung 2,1 Amp., Strom von der Erde zur Wolke,

Blitzentladung 0,1 Amp., Strom von der Erde zur Wolke,

geladene Regentropfen 0,02 Amp., Strom in umgekehrter Richtung.

Bezüglich der letzteren Zahl macht der Verfasser darauf aufmerksam, daß seine Messungen in eine sehr trockene Zeit fielen, die Zahl also im allgemeinen viel höher sein wird. Interessant ist ferner die Beobachtung, daß im Mittel zwischen einer Gewitterwolke und der Erde je eine Entladung alle 2,6 Minuten erfolgte und daß die Blitzentladungen besonders häufig und heftig sind in weniger bewachsenen Gegenden, in denen für den Elektrizitätsausgleich durch Spitzenentladungen wenig günstige Bedingungen vorhanden sind. J. Zenneck.

**S. Chapman.** Ueber den Ursprung des Nordlichtes. Phys. Rev. **32**, 993—995, 1928.

E. O. Hulburt hatte (Phys. Rev. **31**, 1038, 1928, ref. ds. Jahrb. **33**, 78, 1929) eine Theorie des Nordlichtes veröffentlicht, das ja auch die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie beeinflußt. Seiner Theorie lag im wesentlichen die folgende Anschauung zugrunde.

Das ultraviolette Licht der Sonne ionisiert die Luft in sehr hohen Schichten der Atmosphäre, wo ein Zusammenstoß und damit eine Wiedervereinigung unwahrscheinlich ist. Ionen und Elektronen diffundieren dann unvereinigt längs der Kraftlinien des magnetischen Erdfeldes. Dadurch entsteht eine Konzentration der Elektronen und Ionen in der Nähe der Pole. Dort kommen sie in niedere Schichten der Atmosphäre, vereinigen sich dort, und die Energie, die bei der Vereinigung frei wird, ist die Ursache der Erscheinungen des Nordlichtes. Nach dieser Auffassung ist also das ultraviolette Licht der Sonne die letzte Ursache. Nach der üblichen Anschauung, die hauptsächlich von Birkeland und Störmer herrührt, sind es geladene Teilchen, die von der Sonne ausgesandt werden und die, schon ehe sie die Erdatmosphäre erreichen, durch das magnetische Feld der Erde in die Polargegenden gelenkt werden.

Chapman zeigt nun, daß gegen die Theorie von Hulburt schwere Bedenken zu erheben sind, sobald man die Bedingungen der von Hulburt angenommenen Wanderung der Ionen und Elektronen nach den Polarregionen, und zwar bis herunter zu Schichten der Atmosphäre, in denen die Nordlichter tatsächlich erscheinen (ca. 90 km) quantitativ prüft. Es ist durchaus nicht einzusehen, wie eine solche Bewegung möglich sein soll, wenn die Energie von Ionen und Elektronen nur diejenige ist, die sie bei dem Prozeß der Ionisierung bekommen. Außerdem sollte man bei der Theorie von Hulburt erwarten, daß das Nordlicht vorzugsweise eine Tageserscheinung ist. Bei Tag würde es natürlich nicht zu sehen sein, aber man solllte denken, daß es am stärksten unmittelbar bei Anbruch der Nacht wäre und dann an Intensität abnähme. Die Beobachtung zeigt aber, das es in den ersten Nachtstunden meistens an Intensität zunimmt. Endlich würde bei der Theorie von Hulburt auch nicht einzusehen sein, warum das Nordlicht eine Periode besitzt, die mit der Umdrehung der Sonne zusammenfällt.

Der Verfasser meint, man müsse vorläufig bei der üblichen Erklärung bleiben. — —

In einem Nachtrag verspricht Herr Hulbert seine Theorie in einer demnächst erscheinenden Veröffentlichung näher auszuführen. J. Zenneck.

**J. J. Jakosky.** Elektrische Bodenuntersuchung. (Electrical prospecting. (Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1305—55, 1928.

In der sehr umfangreichen und durch viele Bilder illustrierten Veröffentlichung werden die Methoden, Apparate und Ergebnisse der elektrischen Bodenuntersuchung geschildert. Der Zweck dieser Untersuchung ist die Feststellung von Erzlagern und die Bestimmung ihrer ungefähren Lage und Ausdehnung. Gearbeitet wird mit Mittelfrequenz ($f = 600$/sec) und Hochfrequenz ($f = 3—5 \cdot 10^4$/sec). Die Methode besteht im wesentlichen darin, daß der Wechselstrom durch eine Spule mit vertikaler Ebene hindurchgeschickt und das Feld dieser Spule mit Empfängerspulen und den damit verbundenen Empfängern ausgemessen wird. Die Abweichungen des beobachteten Feldes von demjenigen, das man bei homogenem Boden zu erwarten hätte, lassen auf die Lage von Mineralien mit einem höheren elektrischen Leitvermögen als der umgebende Boden schließen.

Bezüglich aller Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. J. Zenneck.

**J. H. Service.** Radioakustische Ortung in der Hydrographie. (Radio acustic position finding in hydrography.) Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **47**, S. 670—674, 1928.

Bei der Vermessung der Gewässer in der Nähe der Küste muß man bei einer genauen Bestimmung der Meerestiefe, wozu man sich akustischer Lotverfah-

Digitized by Google

-en bedient[1]), auch den Ort genau kennen, wo die Lotung gemacht wird. Das Verfahren der Ortung muß bei Nacht und Nebel, bei bewegter und ruhiger See ebenso genaue Ergebnisse wie bei Tage liefern. Von den Engländern wird hierzu eine radioakustische Methode benutzt. Diese besteht darin, daß an Bord des Schiffes durch den Druck auf eine Morsetaste gleichzeitig ein F.-T.-Signal ausgesandt und ein kleiner Explosivkörper zur Detonation gebracht wird. Eine Reihe von Wasserschallempfängern liegt an bekannten Punkten in der Nähe der Küste. Die Empfänger arbeiten auf ein Einthoven'sches Saitengalvanometer mit mehreren Fäden. Auf einem photographischen Film werden die Ankunftszeiten des F.-T.-Signals und der Erregung der einzelnen Empfänger aufgezeichnet. Aus den gemessenen Zeitdifferenzen ergibt sich dann bei bekannter Schallgeschwindigkeit die Position des Schiffes. Diese wird an Land bestimmt und durch F.-T. dem Schiff übermittelt. Das Verfahren erfordert für das Schiff keinen nennenswerter Auswand an Geräten, benötigt jedoch relativ viel Zeit. Mit einer Sprengladung von 250 g werden Reichweiten von 75 km erzielt.

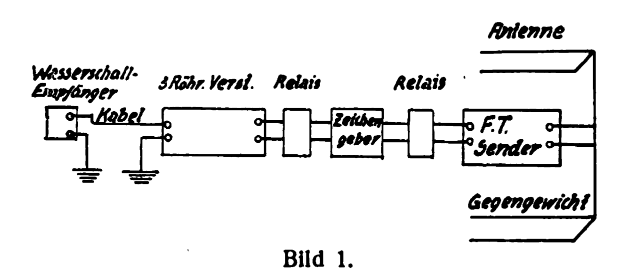



Bild 1.

Von dem Amerikanischen Küsten- und Geodätischen Vermessungswesen ist zusammen mit dem Bureau of Standards ein abgeändertes Verfahren ausgebildet, welches Reichweiten zwischen 150 und 350 km liefert, die Ortsbestimmung an Bord des Schiffes verlegt und den Schiffsort wenige Minuten nach dem Knall liefert.

Für die Vermessung eines bestimmten Gebietes werden gewöhnlich zwei Küstenstationen in Entfernung von 55—75 km aufgestellt. Die Wasserschall-Empfänger, wasserdicht in ein kleines, hölzernes, mit Seewasser gefülltes Faß eingebaut, werden am Meeresboden in Entfernungen von 100—2000 m von der Küste aufgestellt, je nach der Beschaffenheit und Gestaltung des Meeresbodens. Der Empfänger besitzt Gummiwandungen und ein sog. Schüttelmikrophon. Manchmal sind 2 oder mehr Empfänger parallel geschaltet. Diese sind mit einem einadrigen Kabel von 3 mm ∅ und einer Isolation von 2 mm Gummi und 1 mm Umklöppelung mit der Küstenstation verbunden. In der Brandung ist das Kabel durch ein ¾ Zoll Gasrohr geschützt. Das Bild 1 zeigt schematisch die Ausrüstung der Küstenstation. Erreicht die Explosionswelle den Wasserschallempfänger, dann ändert er seinen Widerstand und ein elektrischer Impuls geht durch die Eingangsseite des Verstärkertransformators. Nach Verstärkung betätigt er ein gewöhnliches Telegraphenrelais und schließt momentan einen Lokalstromkreis; durch diesen wird die Morsetaste des F.-T.-Senders kurzgeschlossen und ein automatischer Zeichengeber eingeschaltet. Dieser arbeitet durch ein besonderes Relais im Anodenstromkreis eines Röhrensenders von etwa 140 m Wellenlänge.

Die Bestandteile der Schiffsstation zeigt schematisch das Bild 2. Der Schallempfänger ist unterhalb der Wasserlinie in einem Wassertank eingebaut. Er ist zuerst mit einem 2—3 fachen Transformatorenverstärker verbunden. Dahinter ist ein Chronograph mit 2 Schreibfedern geschaltet, deren eine Feder die Zeitmarken auf den Papierstreifen von 19 mm Breite

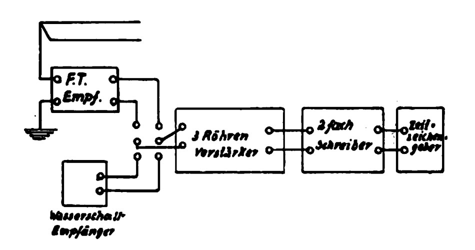



Bild 2.

und 25 mm Vorschub pro Sekunde aufschreibt, während die zweite Feder den abgehenden Schall markiert und dann, nach Umschalten auf den F.-T.-Empfänger, die von der Küstenstation im Moment der Erregung der an der Küste ausgelegten Wasserschallempfänger abgesandten F.-T.-Signale aufzeichnet. Die Anfänge beider Zeichenarten lassen sich bei bekannten Zeitkonstanten der Apparaturen bis auf 0,01 bis 0,02 sec genau bestimmen.

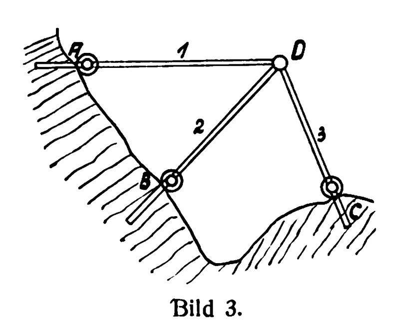



Bild 3.

Zur Entfernungsbestimmung muß die Schallgeschwindigkeit im Wasser bekannt sein. Diese ist eine Funktion der mittleren Temperatur (zwischen Oberfläche und Boden und über die ganze Enfernung), des Salzgehaltes und des Druckes, d. h. der Tiefe. Die Werte liegen zwischen 1420 m/sec und 1600 m/sec. Für gemessene Werte der Temperatur und des Salzgehaltes ist dann die Schallgeschwindigkeit für das auszumessende Gebiet als konstant anzunehmen und bekannt.

Die Ortsbestimmung erfolgt mit einer Einrichtung, wie sie schematisch das Bild 3 zeigt. Hier sind an den Plätzen der Küstenempfänger $A$, $C$ und $B$ Drehpunkte befestigt, in denen sich in Sekunden eingeteilte Lineale 1, 2 und 3 (bei Annahme einer mittleren Schallgeschwindigkeit) verschieben lassen. Die Nullpunkte der Lineale sind in einem Drehgelenk $D$ zusammengeführt, welches den Schiffsort auf der Karte angibt. Drei Dreharme mit Linealen sind vorgesehen, gewöhnlich werden aber nur zwei benutzt.

[1]) Vgl. z. B. E. Lübcke, Ztschr. d. V. D. I. 71, S. 1245, 1927.

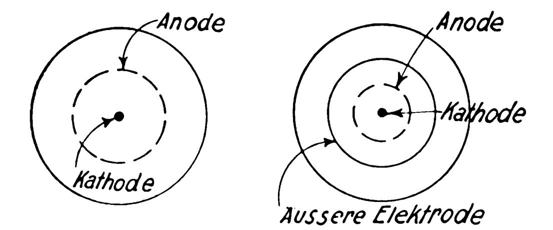
Digitized by Google

Als Explosionskörper werden für Entfernungen von 25—35 km Glühzünder-Sprengkapseln benutzt. Bei größeren Entfernungen wird dieser Zünder in einer 0,5 l Blechdose, mit Trinitrotoluol gefüllt, angebracht. Für die größten Entfernungen besteht der Sprengkörper aus einer gußeisernen Hohlkugel von 13 cm Innendurchmesser und 12 mm Wandstärke, ebenfalls mit dem Zünder und Trinitrotoluol gefüllt.

Die Genauigkeit der Methode ist recht gut. Der Fehler ist hauptsächlich durch Unsicherheit in der Annahme über die Schallgeschwindigkeit im Wasser bedingt. Der Fehler liegt zwischen 0,3 und 1,0%. Man erhält also bei 2 Küstenstationen bei 90 km Abstand von der Küste als Schiffsort einen Kreis von 300 m ∅. E. Lübcke.

**H. Yagi.** Strahlsender (Beam) mit extrem kurzen Wellen. (Beam transmission of ultra short waves.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 715 bis 740, 1928.

Im 1. Teil der Arbeit berichtet der Verfasser über Wellen bis etwa 200 cm Wellenlänge, die mit einer Art Gegentaktschaltung hergestellt wurden. Zur




Konzentration der Wellen werden im Sender und Empfänger zum Teil Reflektoren aus einzelnen Drähten verwendet. Außerdem operiert der Verfasser mit einer Anordnung, die die Wellen vom Sender zum Empfänger leiten soll und die aus einer Reihe von — bei vertikalem Sender — vertikalen Drähten von passender Länge und passendem Abstand zwischen Sender und Empfänger besteht. Er nennt diese Drähte „wave directors“ und die ganze Reihe ein „wave canal“.

Im 2. Teil der Arbeit werden Versuche mit ganz kurzen Wellen, teilweise ebenfalls unter Verwendung solcher Wellenkanäle beschrieben. Die sehr kurzen Wellen bis herunter zu ca. 12 cm werden erzeugt mit Magnetron-Röhren von zylindrischer Form, die im Schnitt in der nebenstehenden Figur dargestellt sind. Zur Erzeugung von Schwingungen werden diese Röhren in das Innere einer gleichstromdurchflossenen Spule*) gebracht, und zwar so, daß ihre Achse mit derjenigen der Spule zusammenfällt, so daß also im Innern der Röhre ein möglichst homogenes magnetisches Feld entsteht. Die Durchmesser der zylindrischen Anode von zwei zu diesem Zweck gebauten Röhren waren 4,5 bzw. 2,2 mm.

Der Verfasser gibt an, daß mit einer Wellenlänge von 41 cm Versuche bis auf eine Entfernung von 1 km gemacht werden konnten. J. Zenneck.

**B. van der Pol.** Die Wirkung der Rückkopplung im Empfänger auf die Zeichenstärke. (The effect of regeneration on the received signal strength) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1045 bis 1052, 1928.

1. Die Anordnung, die der Verfasser mathematisch behandelt, ist diejenige von Bild 1. Seine Voraussetzungen sind: a) kein Gitterstrom, b) der oszillatorische Anteil $i_a$ des Anodenstroms hängt praktisch

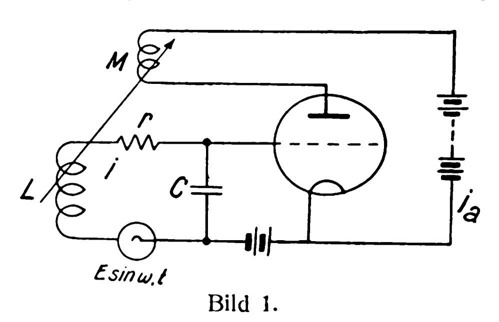



Bild 1.

nur von dem oszillatorischen Anteil $v_g$ der Gitterspannung ab, und zwar durch eine Beziehung der Form

$$i_a = S_1 v_g + S_2 v_g^2 - S_3 v_g^3 \quad (1)$$

Wirkt auf den Gitterkreis eine Welle mit der EMK $E \sin \omega_1 t$, so lauten die allgemeinen Gleichungen

$$L \frac{di}{dt} + ri + \frac{1}{C} \int i\, dt - M \frac{di_a}{dt} = E \sin \omega_1 t$$

$$\frac{1}{C} \int i\, dt = v_g$$

Daraus und aus der Gleichung (1) folgt für $v_g$ eine nichtlineare Differentialgleichung

$$\frac{d^2 v_g}{dt^2} + (-\alpha + 2\beta v_g + 3\gamma v_g^2) \frac{dv_g}{dt} + \omega_0^2 v_g = \omega_0^2 E \sin \omega_1 t,$$

wenn zur Abkürzung gesetzt wird

$$\omega_0^2 = \frac{1}{\sqrt{CL}}, \quad \alpha = \frac{r}{L} - \frac{MS_1}{LC}, \quad \beta = \frac{MS_2}{LC}, \quad \gamma = \frac{MS_3}{LC}$$

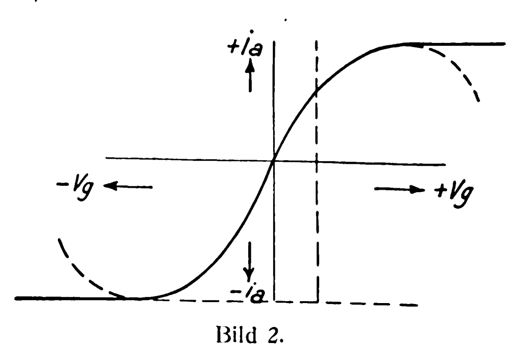



Bild 2.

2. Diese Differentialgleichung ist vom Verfasser schon früher behandelt worden (Phil. Mag. 3, 65, 1927). Sie liefert in dem einzig wichtigen Fall, wenn der Gitterkreis nahezu in Resonanz mit der ankommenden Welle ist $(|\omega_0 - \omega_1| \ll \omega_1)$,

$$\left.\begin{aligned} v_g &= C \sin(\omega_1 t + \psi) \\ C^2 \{4(\omega_0 - \omega_1)^2 + (\alpha - \tfrac{3}{4}\gamma C^2)^2\} &= \omega_0^2 E^2. \end{aligned}\right\} (2)$$

In dieser Gleichung für die Amplitude $C$ der Gitterspannung tritt das Glied $(S_2)$, von dem die Gleichrichtung bzw. die Detektorwirkung abhängt, nicht auf. In erster Annäherung ist also die Amplitude der Gitterspannung, die sich einstellt, davon unabhängig. Ver-

*) Bei Versuchen auch zwischen die Pole eines Elektromagneten.

Digitized by Google

gleicht man den Ausdruck für $C^2$ mit dem Fall eines Empfängers ohne Rückkopplung ($M = 0$), so kann man das Ergebnis so deuten, daß infolge der Rückkopplung an die Stelle des Widerstandes $r$ im Gitterkreis die Größe

$$r' = r - \frac{M}{C}(S_1 - \tfrac{3}{4} C^2 S_3)$$

getreten ist, die nicht nur von der Stärke der Rückkopplung, sondern auch von der Amplitude der vorhandenen Schwingungen abhängt.

Treibt man die Rückkopplung bis unmittelbar vor die Grenze, an der Selbsterregung der Schwingungen entsteht ($r - \frac{M}{C} S_1 = 0$), und stellt man den Gitterkreis auf Resonanz ($\omega_0 = \omega_1$), so ergibt sich

$$\tfrac{3}{4}\gamma C^3 = \pm\, \omega_0 E \qquad (3)$$

Aus diesem Ausdruck läßt sich folgendes physikalische Resultat ableiten. Es sei $v_{g1}$ die Amplitude der Gitterspannung, die man ohne Rückkopplung bekommt $\left(= \frac{\omega_0 L}{r} E\right)$. Es sei ferner die Charakteristik (Bild 2) symmetrisch (d. h. in Gleichung (1) $S_2 = 0$). Dann ergibt sich der Wert von $v_g$, für den der Anodenstrom ein Maximum, und zwar gleich dem Sättigungsstrom wird, aus der Beziehung

$$v_g^2 = \frac{S_1}{3 S_3}$$

Nennt man die Gitterspannung, die nötig ist, um den Anodenstrom von Null auf den Sättigungswert zu bringen, $V_{go}$, so wird

$$V_{go}^2 = \frac{4 S_1}{3 S_3} \text{ und } \gamma = \frac{M}{LC} \frac{4 S_1}{3 V_{go}^2}.$$

Führt man dies in Gleichung (3) ein, so wird

$$C = \sqrt[3]{v_{g1} \cdot V_{go}^2} \text{ oder } \frac{C}{v_{g1}} = \left(\frac{V_{go}}{V_{g1}}\right)^{2/3}$$

Der letzte Ausdruck gibt die Verstärkung — so kann man ja $C/v_{g1}$ bezeichnen —, die man im Maximum durch die Rückkopplung erhalten kann.

3. Der Verfasser berichtet dann noch über Messungen, die seine Theorie sehr gut bestätigen, soweit man es erwarten kann. Die Versuche wurden mit der Frequenz 15000/sec gemacht. Für die Uebertragung auf höhere Frequenz weist der Verfasser auf folgende Modellregel hin. Wenn ein System aus einer vom Strom unabhängigen Induktivität und Kapazität und einem vom Strom abhängigen Widerstand besteht und wenn die Induktivitäten (auch die wechselseitigen) und Kapazitäten $n$ mal vergrößert werden, während der Widerstand gleich bleibt, so bleiben die Ströme und Spannungen der Größe nach gleich, aber sie verlaufen $n$ mal langsamer.

J. Zenneck.

**S. Harris.** Wirkung der Antenne auf die Abstimmung von Empfängern und ihre Berücksichtigung. (Effect of the antenna in tuning radio receivers and methods of compensating for it.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1079—1088, 1928.

Vorausgesetzt ist ein Empfänger von der Art von Bild 1, an den ein Mehrfach-Verstärker anschließt, dessen Stufen abgestimmte Kreise enthalten und bei dem die drehbaren Platten der Drehkondensatoren in den Kreisen der einzelnen Stufen auf derselben Welle angebracht sind und zusammen mit dem Drehkondensator $C_2$ der ersten Stufe durch Drehung eines einzigen Knopfes auf Resonanz gebracht werden können.

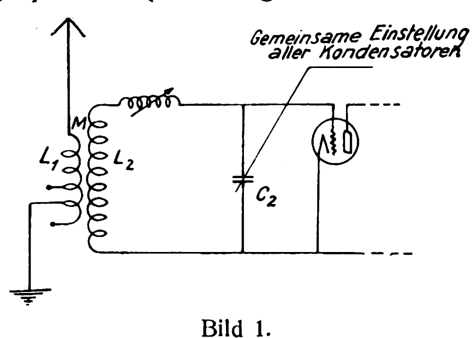



Bild 1.

Dabei macht Schwierigkeit die Wirkung der Antenne auf die Resonanz der ersten Stufe $L_2 C_2$ (Bild 1). Infolge dieser Wirkung ist der Strom in dieser Stufe nicht dann ein Maximum, wenn $C_2 L_2 = 1/\omega^2$, sondern wenn $C_2 (L_2 - \Delta L_2) = 1/\omega^2$ ist. Darin stellt

$$\Delta L_2 = \frac{\omega M^2}{Z_1^2} \cdot X_1$$

($X_1$ bzw. $Z_1$ = Reaktanz bzw. Impedanz der Antenne) die Wirkung der Kopplung mit der Antenne dar. Das Vorzeichen von $\Delta L_2$ ist dasjenige von $X_1$, kann also positiv oder negativ sein. Da $\Delta L_2$ von der Frequenz abhängig ist, so ist es nicht möglich, etwa durch eine feste Abänderung von $L_2$ diese Wirkung für das ganze in Betracht kommende Frequenzgebiet zu kompensieren. Der Verfasser schlägt deshalb

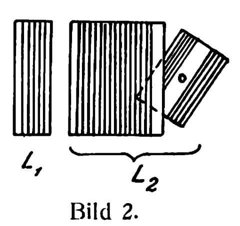



Bild 2.

vor, der Antennenwirkung dadurch Rechnung zu tragen, daß man (vgl. Bild 2) innerhalb der Zylinderspule $L_2$ und möglichst weit entfernt von $L_1$ eine drehbare Spule (Variometerspule) anbringt und diese in Reihe mit $L_2$ schaltet. Durch Drehung dieser Spule kann dann ohne merkliche Aenderung von $M$ für jede in Betracht kommende Frequenz die Wirkung der Antenne ($\Delta L_2$), gleichgültig, welches ihr Vorzeichen und innerhalb gewisser Grenzen — ihre Größe ist, kompensiert werden. Doch ist dazu selbstverständlich eine besondere Manipulation nötig.

Der Verfasser betrachtet dann auch noch die Möglichkeit, dasselbe durch einen dem Kondensator $C_2$ parallel geschalteten Kondensator zu erreichen.

J. Zenneck.

**S. W. Edwards** und **J. E. Brown.** Die Zuteilung der Leistung an Rundfunksender nach Feldstärken. (The use of radio field intensities as a means of rating the outputs of radio

Digitized by Google

transmitters.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1173—1193, 1928.

Die beiden Verfasser sind Beamte des Dep. of Commerce, der erstere Supervisor of Radio, der zweite Radioinspektor. Die Arbeit ist aus den praktischen Bedürfnissen der staatlichen Kontrolle von Rundfunkstationen entstanden und für die Praxis der Kontrollbehörden bestimmt.

Bisher wurde die Leistung von Rundfunkstationen meist nach der Anzahl Watt angegeben, die an irgendeiner Stelle des Senders, z. B. in der Antenne oder auch in der Speiseleitung der Röhren (Gleichstromleistung im Anodenkreis) verbraucht wurde. Das praktisch Wichtige ist aber zu wissen, auf welche Entfernung der Sender einen gut brauchbaren Empfang gibt und auf welche Entfernung sein Feld so stark wird, daß er den Empfang anderer Sender mit einem normalen Empfangsgerät verhindert. Die Verfasser stellen vorerst einmal fest, daß nach den Erfahrungen des Rundfunks ein Feld zwischen 5 und 10 mV/m einen sehr guten Rundfunkempfang garantiert, daß dagegen ein Feld von 30 mV/m schon so stark ist, daß der Empfang anderer Stationen nahezu unmöglich wird.

Sie haben nun das Feld von 5 Stationen, von denen 4 in Städten, eine 35 km von einer Stadt von 1½ Millionen Einwohnern entfernt lagen, auf die Leistung von 1 kW reduziert und die Kurven für die Feldstärken 5, 10 und 30 mV/m gezeichnet. Diese Kurven haben, wie zu erwarten war, sehr unregelmäßigen Verlauf. Es wurde dann der mittlere Abstand der Punkte einer solchen Kurve und damit die Entfernung vom Sender bestimmt, in der im Mittel die Feldstärke 5 bzw. 10 bzw. 30 mV/m beträgt. Das Ergebnis ist ungefähr:

| | | | |
|---|---|---|---|
| Feldstärke | 5 | 10 | 30 mV/m |
| in Städten: | 17,1 | 12,8 | 3,9 km |
| auf dem Lande: | 41 | 20 | 6,5 „ |
| ohne Bodenabsorption: | 45 | 22 | 7,4 „ |

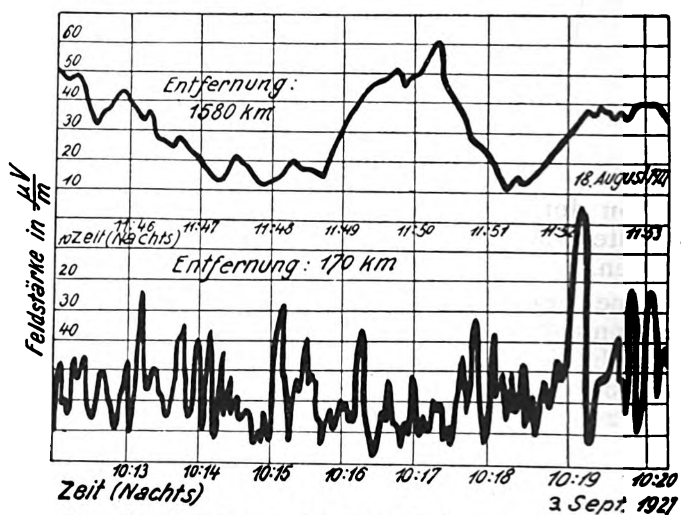
Die Verfasser haben dann noch in 6 Kurven die Leistungen zusammengestellt, die man braucht, um in einer bestimmten Entfernung eine Feldstärke von 5 bzw. 10 bzw. 30 mV/m herzustellen, und zwar einmal in großen Städten mit großer Absorption und dann in dem anderen Grenzfall, wenn überhaupt keine Bodenabsorption in Betracht kommt. Hat man solche Kurven, so kann die Behörde bei Gesuchen um die Erlaubnis zur Anlage einer Station oder zur Vergrößerung einer schon vorhandenen beurteilen, wie weit man mit der Leistung einer solchen Station hinauf- oder heruntergehen darf, um den Bedürfnissen der umwohnenden Rundfunkhörer am besten entgegenzukommen.

Die Verfasser glauben selbst nicht, daß die von ihnen an wenigen Stationen ermittelten Zahlen die endgültigen sein sollen. Es liegt ihnen nur daran, durch dieselben eine neue Methode zu illustrieren, die nach ihrer Ansicht die Erfordernisse des Rundfunks viel besser befriedigt als die bisher übliche.

J. Zenneck.

**C. M. Jansky jun.** Studien über Rundfunkverhältnisse im Mittelwesten. (Some studies of radio broadcast coverage in the middle west.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1356—1367, 1928.

Der Verfasser hat die Feldstärken-Verteilung bei einer Reihe Rundfunkstationen im Mittelwesten (Minnesota) gemessen — sie sind in der Arbeit durch Kurven illustriert — und ebenso eine Statistik aufgestellt über die Verteilung der Empfangsstationen in diesen Gegenden. Diese ist in der Arbeit durch Karten mit eingeschriebenen Zahlen dargestellt. Nimmt man an, daß für guten Rundfunk-Tagempfang eine Feldstärke von 100 $\mu$V/m und für leidlichen Tagempfang 50 $\mu$V/m nötig sind, so zeigt es sich, daß ein großer Teil der Empfänger bei Tag überhaupt nicht ordentlich empfangen kann, sondern auf Nachtempfang angewiesen ist; tatsächlich wird auch vielfach gar nichts anderes verlangt. — Die ganze Untersuchung zeigt, wie sorgfältig man in Amerika die Rundfunk-Situation studiert.




Am Schluß bespricht der Verfasser die vielfach beobachtete Erscheinung, daß man unter Umständen in größerer Entfernung von einer Rundfunkstation viel besser empfängt als in geringerer. Er glaubt, als Ursache davon gefunden zu haben, daß in solchen Fällen die Schwunderscheinungen in geringerer Entfernung von der Station viel schneller verlaufen und deshalb viel empfindlicher stören als in größerer Entfernung. Er stützt seine Auffassung durch oszillographische Aufnahmen der Art, wie diejenigen des nebenstehendes Bildes, von denen die obere auf eine Entfernung von 1580 km (Sender 100 kW, $f = 790 \cdot 10^3$/sec, $\lambda = 381$ m), die untere auf eine Entfernung von 170 km (Sender 15 kW, $f = 980 \cdot 10^3$/sec, $\lambda = 307$ m) sich bezieht.

J. Zenneck.

**H. M. O'Neill.** Eigenschaften der Rundfunk-Antennen in der Versuchsstation Süd-Schenectady. (Charakteristics of certain broadcasting antennes at the South Schenectady development station.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 872—889, 1928.

Die Hauptschwierigkeit beim Antennenproblem ist bekanntlich die, daß Erfahrungen, die mit einer Antenne gemacht wurden, wegen des Einflusses des Bodens nicht auf eine andere Antenne übertragen werden können. Es bleibt nichts anderes übrig, als möglichst viele Antennen und ihre Umgebung zu untersuchen, um auf diese Weise eine gewisse Erfahrung zu gewinnen, auf Grund deren man dann bei neuen Stationen wenigstens ungefähr weiß, was man

Digitized by Google

zu erwarten hat. Von diesem Gesichtspunkt aus ist der Bericht des Verfassers über eine Reihe von Versuchen, bei denen alle möglichen Größen der Antennen geändert und jedesmal die Strahlungseigenschaften gemessen wurden, sehr wertvoll. Es gibt tatsächlich nicht viele solche Berichte.

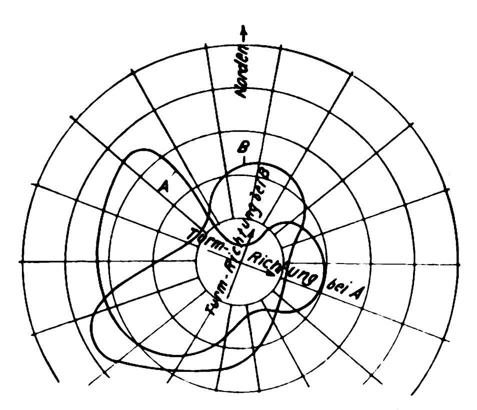



Bild 1.

Von den vielen Beobachtungen, die in der Arbeit enthalten sind, können hier nur wenige erwähnt werden.

Eine bezieht sich auf den Einfluß, den die Antennenmasten bzw. Türme ausüben können, wenn sie ungefähr in Resonanz sind mit der Sendefrequenz. In Bild 1 sind z. B. Kurven gleicher Feldstärke wiedergegeben für zwei Fälle:

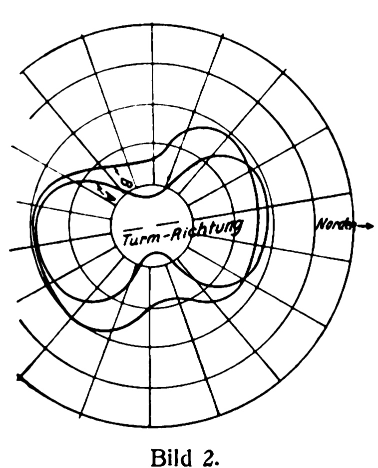



Bild 2.

a) Antennen — „Flat top" Antennen mit zwei abgestimmten Zuleitungen an den beiden Enden — ungefähr westlich von dem freistehenden Stahlturm (Kurve *A*);

b) vertikale Antenne ungefähr südlich von dem Turm (Kurve *B*).

Man sieht, daß in den beiden Fällen die Feldverzerrung durch den Turm, dessen Eigenfrequenz jedenfalls annähernd mit der Sendefrequenz in Resonanz war, von merklich derselben Art ist, aber natürlich in beiden Fällen in verschiedener Richtung liegt.

Wie sehr das Feld in der Umgebung einer Antenne davon abhängt, ob die Eisentürme auf die Sendefrequenz abgestimmt sind oder nicht, geht aus Bild 2 hervor, in dem Kurven gleicher Feldstärke für dieselbe Antenne und zwar eine Vertikalantenne wiedergegeben sind und zwar Kurve *A*, wenn die Türme abgestimmt, Kurve *B*, wenn sie verstimmt waren.

Um Türme, die zufällig auf die Sendefrequenz abgestimmt sind, zu verstimmen, empfehlen sich zwei Methoden. Soll die Wellenlänge eines vom Boden nicht isolierten Turmes verkleinert werden, so werden die Füße des Turmes auf Isolatoren gestellt; soll die Wellenlänge vergrößert werden, so werden an der Turmspitze, ähnlich wie bei einer Schirmantenne, Drähte angebracht.

Den Einfluß des Bodens auf das Feld einer Antenne illustriert der Verfasser z. B. durch Bild 3. Zwei nahezu gleiche Antennen, die mit nahezu derselben Frequenz betrieben wurden, befanden sich in verschiedenem Gelände. Man maß bei beiden die Abnahme der Feldstärke mit der Entfernung und bekam die Kurven von Bild 3, wenn man als Abszissen die Entfernung, als Ordinaten das Produkt aus Feldstärke × Entfernung aufträgt, so daß der Abfall der

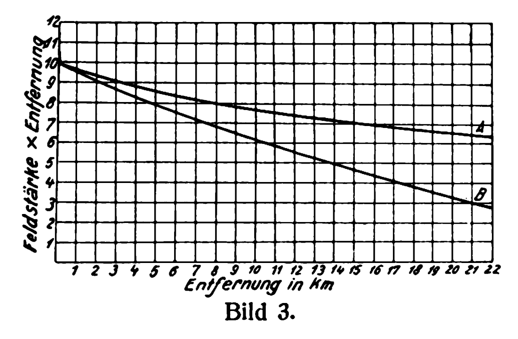



Bild 3.

Kurven ein Maß für die Absorption durch den Boden gibt. Aus den Kurven folgt, daß die Station *B* die vierfache Leistung erfordert, um auf eine Entfernung von 20 km dieselbe mittlere Zeichenstärke zu geben, wie die Station *A*. Praktisch ergibt sich daraus, wie wichtig es ist, vor der Anlage eines Rundfunksenders sich durch Vorversuche zu überzeugen, ob nicht der in Aussicht genommene Platz in einem Bodengebiet von besonders starker Absorption liegt.

J. Zenneck.

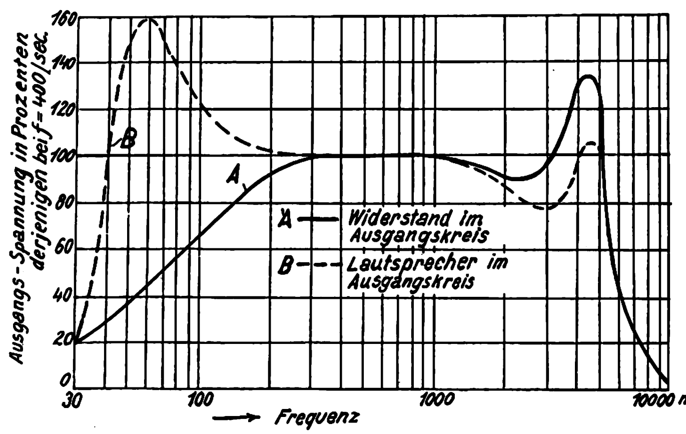
**A. F. van Dyck** und **E. T. Dickey.** Methoden zur quantitativen Prüfung von Rundfunkempfängern. (Quantitative methods used in tests of broadcast receiving sets.) (Aus dem Prüfungslaboratorium der Radio Corporation of America.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1507—1531, 1928.

Die Verfasser äußern sich in der Arbeit über die Methoden und Einrichtungen, die in dem Prüfungslaboratorium der Radio Corporation zur Untersuchung von Rundfunkempfängern benutzt werden. Dabei handelt es sich einmal um physikalische bzw. technische quantitative Messungen an diesen Empfängern („engineering test"), anderseits um eine mehr qualitative Prüfung („production test") von der Art einer Abnahmeprüfung.

Von den verschiedenen Messungen, die in der Arbeit beschrieben sind, möchte ich ein Beispiel erwähnen, das besonders wirkungsvoll zeigt, wie vorsichtig man bei Messungen an Empfängern und in der Beurteilung derselben sein muß. In dem nebenstehenden Bilde ist das Ergebnis der Prüfung eines Empfängers auf Frequenzabhängigkeit wiedergegeben.

Digitized by Google

Als Abszissen sind aufgetragen die Frequenzen, als Ordinaten die Ausgangsspannung in Prozenten derjenigen bei der Frequenz 400/sec. Die ausgezogene Kurve bezieht sich auf den Fall, wenn im Ausgangskreis sich ein reiner Widerstand befand. Die gestrichelte wurde erhalten, wenn der Widerstand im




Ausgangskreis durch einen Lautsprecher ersetzt war. Wie ein Vergleich der Kurven zeigt, sind die Ergebnisse nahezu entgegengesetzt, im einen Fall eine vorherrschende Wirkung der hohen, im anderen Fall der tiefen Frequenzen. J. Zenneck.

**G. B. Crouse.** Die Entwicklung eines Netzanschlußgerätes für Rundfunk. (Development of a system of line power for radio.) (Aus der Conner Crouse-Corporation, New-York-City.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1133—1148, 1928.

Der größte Teil der Arbeit befaßt sich mit der Geschichte der Entwicklung von Netzanschlußgeräten in den Vereinigten Staaten. Am Schluß werden einige neuere Typen beschrieben, besonders die in Bild 1 mit dem dazugehörigen Empfangsapparat abgebildete.

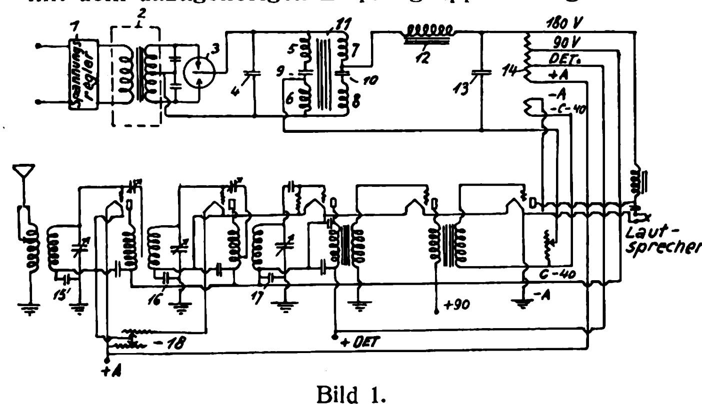



Bild 1.

Zwischen dem Netzanschluß und dem Transformator liegt ein automatischer Spannungsregler, wofür, wie es scheint, von der Firma hauptsächlich die Anordnung von Bild 2 verwendet wird. Darin bedeutet 3 eine normal gesättigte Eisendrossel, 2 eine Spule auf einem Eisenkern von solchen Dimensionen, daß unter den Betriebsbedingungen seine Sättigung schwach bleibt. In Bild 1 folgt auf den Spannungsregler der Transformator mit dem doppelt wirkenden Ventil, das auf den Kondensator 4 arbeitet. Die Brückenanordnung, die Spulen 5, 6, 7, 8 auf gemeinsamen Eisenkern 11 mit den Kondensatoren 9 und 10, hat den Zweck, die Frequenz 120/sec, die bei 60 periodigem Wechselstrom in doppelt wirkendem Gleichrichter in erster Linie auftritt, wegzuschaffen; sie ist deshalb für diese Frequenz abgeglichen. Im übrigen besteht das Gerät noch aus der Induktanz 12 und dem Kondensator 13. Das Bild 1 zeigt, wie der Empfänger angeschlossen ist, es zeigt besonders auch, daß die mit Gleichstrom geheizten Glühfäden aller

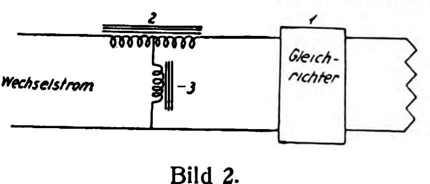



Bild 2.

Röhren in Serie geschaltet sind, wie es bei Netzanschlußgeräten viel bequemer ist.

Der Verfasser gibt am Schluß die Ergebnisse von Versuchen an, bei denen die Glühfäden parallel bzw. in Serie verbunden waren. Die Versuche sollten zeigen, daß die Serienschaltung bei den Empfängern durchaus kein Nachteil gegenüber der Parallelschaltung besitzt. J. Zenneck.

**W. J. Kimmell.** Ursachen und Verhinderung des Brummens bei Empfängerröhren mit Wechselstromheizung. (The cause and prevention of hum in receiving tubes employing alternating current direct on the filament.) (Aus dem Forschungslaboratorium der Westinghouse El. & Man. Co.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1089 bis 1106, 1928.

Der Ton von der doppelten Frequenz des Heizwechselstroms kann drei Ursachen haben: 1. Die periodische Aenderung der Temperatur und damit der Elektronenemission des Glühfadens, 2. die periodische Aenderung des Spannungsabfalls auf dem Heizfaden, auch dann, wenn man durch die bekannten Mittel dafür sorgt, daß die Spannung auf den beiden Hälften des Heizfadens möglichst symmetrisch verteilt ist, 3. die periodische Beeinflussung der Elektronenbahnen durch das magnetische Feld des Stroms im Glühfaden.

Der Verfasser behandelt diese drei Erscheinungen zuerst theoretisch und dann experimentell durch eine Reihe von Versuchen, bei denen die Dimensionen und die Konstruktion der Röhren möglichst viel variiert wurden. Der zur Heizung verwendete Wechselstrom hatte die in Amerika übliche Frequenz 60/sec.

Die Versuche ergaben, daß bei den gewöhnlichen Röhren mit Oxydkathoden die Aenderung der Temperatur und damit der Emission keine merkliche Wirkung hat, dagegen hat Wirkung der Spannungsabfall längs des Heizfadens und das magnetische Feld des Stroms in demselben. Die erstere Wirkung ist unter sonst gleichen Umständen um so größer, je größer der Verstärkungsfaktor (je kleiner der Durchgriff) der Röhre ist; sie wird besonders gering, wenn man dem Heizfaden eine V-förmige Gestalt gibt. Röhren mit geradem Glühfaden und zylindrischer Anode lassen sich so bauen, daß die Wirkung des Spannungsabfalls auf dem Heizfaden und diejenige des magnetischen Felds des Heizstroms — sie sind um 180° in der Phase gegeneinander verschoben — einander ganz oder nahezu aufheben.

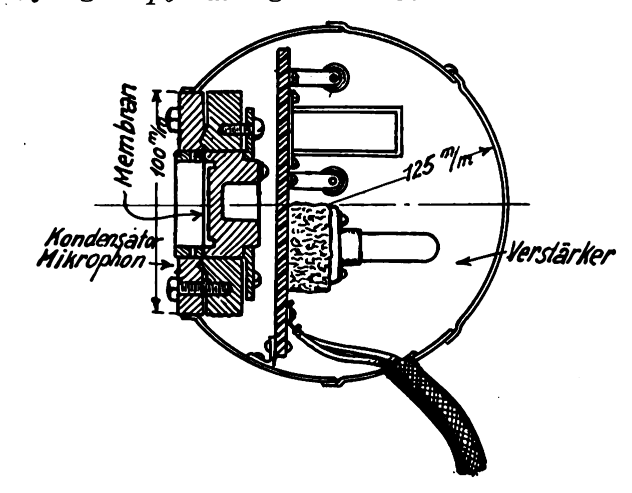
J. Zenneck.



**S. Ballantine.** Der Einfluß der Beugung um ein Mikrophon bei Schallmessungen. (Effect of diffraction around the microphone in sound measurements.) Phys. Rev. **32**, S. 988—992, 1928.

Bei Messungen der Schallintensität mit dem Mikrophon ist ein unsicheres Element die Störung des Schallfeldes durch das Mikrophon selbst. Es ist anzunehmen, daß bei Wellenlängen, die groß sind gegen die Dimensionen der Mikrophonmembrane, die Druckamplitude durch die Anwesenheit des Mikrophons nicht viel beeinflußt wird. Dagegen wird man erwarten, daß bei Wellenlängen, die klein sind gegen die Mikrophonmembran, diese merklich wie eine reflektierende Wand wirkt und die Druckamplitude ungefähr doppelt so groß wird, wie im ungestörten Schallfeld,

Experimentell läßt sich das Verhältnis der Druckamplitude $p$, das die Mikrophonmembran mißt, zu derjenigen $p_0$ im ungestörten Schallfeld bestimmen,




indem man einmal mit dem Mikrophon und dann an derselben Stelle nach der Entfernung des Mikrophons mit der Rayleigh'schen Scheibe arbeitet und damit das Mikrophon eicht.

Statt dieser keineswegs einfach durchzuführenden Methode schlägt der Verfasser folgendes Verfahren vor: Man bringt das Mikrophon eventuell mit dem Verstärker oder einem Teil desselben in das Innere einer starren Kugel, so daß die Membran des Mikrophons als ein Teil der Kugeloberfläche betrachtet werden kann (vgl. nebenstehendes Bild). Die Beugung einer Schallwelle an einer starren Kugel ist aber schon von Lord Rayleigh behandelt. Man kann aus dessen Formeln den Ausdruck $p/p_0$ nach Amplitude und Phase berechnen. Der Verfasser tut das und stellt das Resultat für zwei Kugeldurchmesser (15 und 30 cm) dar, indem er das Amplitudenverhältnis $p/p_0$ und die Phasenverschiebung zwischen $p$ und $p_0$ in Abhängigkeit von der Frequenz aufträgt. Aus seinen Kurven kann also die Druckamplitude $p_0$ des ungestörten Schallfeldes entnommen werden, wenn man die Druckamplitude am Mikrophon in der Anordnung des Bildes beobachtet hat. J. Zenneck.

**R. B. Lindsay.** Schallstrahlung einer Membran bei hoher Frequenz. (High frequency sound radiation from a diaphragm.) Phys. Rev. **32**, 515—519, 1928.

Es handelt sich im Grunde genommen um die Richtwirkung einer Membran bei so hohen Frequenzen, daß die Wellenlänge $\lambda$ der Schallwellen kleiner als der Radius $a$ der Membran ist.

Die Untersuchung ist rein theoretisch. Zur Vereinfachung wird die Annahme gemacht, daß die einzelnen Elemente der Membran dieselbe Schwingungsamplitude senkrecht zur Membranebene haben. Unter dieser Voraussetzung wird aus den allgemeinen Schallgleichungen abgeleitet, wie die Intensität des Schalles (proportional dem Quadrat der Schwingungsamplitude) in den verschiedenen Richtungen abhängt von dem Winkel, den die betreffende Richtung mit der senkrechten zur Mitte der Membran bildet. Fragt man sich, in welcher Richtung die Intensität nur noch 10% derjenigen in der Richtung senkrecht zur Membranmitte ist, so findet man, daß der Winkel $\alpha$, den diese Richtung mit der Senkrechten zur Membran bildet, gegeben ist durch die Beziehung

$$\alpha = \operatorname{arc} tg\,(0{,}45\,\lambda/a).$$

Nimmt man z. B. $a = 10$ cm, die Frequenz der Wellen $= 50\,000$/sec, d. h. die Wellenlänge in Wasser $= 2{,}92$ cm, so wird $\alpha = 7{,}5^\circ$, d. h. also die Schallaussendung ist eine verhältnismäßig scharf gerichtete. J. Zenneck.

**A. B. Bryan** und **J. C. Sanders.** Die Dielektrizitätskonstante der Luft bei Hochfrequenz. (The dielectric constant of air at radio frequencies.) Phys. Rev. **32**, 302, 1928.

Die älteren Messungen von Boltzmann und Clemenčič hatten für die Dielektrizitätskonstante der Luft die Werte 1,000590 und 1,000586 ergeben, während bei neueren Messungen mit Hochfrequenz durch Fritts und Zahn 1,000540 und 1,000572 erhalten wurde. Eine neuere Arbeit von Carman und Hubbard nach der älteren Methode hatte wieder 1,000594 geliefert.

Die Verfasser bestimmen nun diese wichtige Konstante nochmals mit Hilfe der Schwebungsmethode und für Frequenzen, die etwa zwischen 5 und $8{,}5 \cdot 10^5$/sec ($\lambda$ zwischen 350 u. 600 m) liegen. Direkt gemessen wird die Aenderung der Frequenz eines Röhrengenerators mit einem Luftkondensator, wenn in diesem der Luftdruck geändert wird, und zwar in der Weise, daß durch Aenderung eines sehr fein verstellbaren parallelen Drehkondensators die Kapazität $\Delta C$ bestimmt wird, die nötig ist, um die Frequenz wieder auf denselben Wert wie vor der Druckänderung zu bringen. Unter der Annahme, daß $\varkappa - 1$ proportional dem Druck der Luft im Kondensator ist, ist

$$\varkappa - 1 = \frac{\Delta C}{C}$$

wenn $\Delta C$ die Aenderung der Kapazität bei Aenderung des Luftdrucks um 1 atm. bei 0° und wenn $C$ bzw. $\varkappa$ die Kapazität bzw. die Dielektrizitätskonstante der Luft bei 1 atm. und 0° bedeutet.

Die Gleichheit der Frequenz des Röhrengenerators wird in der folgenden Weise festgelegt. Der Röhrengenerator gibt mit einem zweiten unveränderlichen Ueberlagerer eine Schwebungsfrequenz von 600/sec. Der gleichgerichtete Strom dieser Frequenz wird

Digitized by Google

durch einen Verstärker hindurch einem Lautsprecher zugeführt, auf dessen Membran sich ein Spiegel befindet. Auf diesen Spiegel fällt ein Lichtbündel und von ihm aus auf einen Spiegel, der auf einer Zinke einer elektromagnetisch betriebenen Stimmgabel von 300 Per./sec sitzt, so daß also die Lissajou-Figur für das Frequenzverhältnis 2 : 1 entsteht, wenn die Ablenkung der beiden Spiegel senkrecht zueinander ist. Die Frequenz des veränderlichen Röhrengenerators wird stets so eingestellt, daß immer wieder diese stehende Lissajou-Figur erscheint.

Als Mittelwert der sorgfältigen Messungen bekommen die Verfasser $\varkappa = 1{,}0005893$ für Luft frei von Wasserdampf und Kohlensäure und bei einem Druck von 1 atm. und bei 0° C.

J. Zenneck.

**G. R. Wait, F. G. Brickwedde** und **E. L. Hall.** Elektrischer Widerstand und magnetische Permeabilität von Eisendraht bei Hochfrequenz. (Electrical resistance and magnetic permeability of iron wire at radio frequencies) Phys. Rev. **32,** 967—973, 1928.

Es handelt sich bei der Arbeit zuerst um die Aufklärung einer Differenz, die sich bei der Untersuchung der magnetischen Permeabilität von Eisendrähten bei Hochfrequenz ergeben hatte. B. Wwedensky und K. Teodortschik hatten gefunden, daß die magnetische Permeabilität von Eisen, Stahl und Nickel in der Gegend der Frequenz $3 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 100$ m) eine kritische sprunghafte Aenderung erfährt, während G. R. Wait eine solche nicht nachweisen konnte. Sie wiederholten nun die Versuche mit Eisendraht, der ihnen von Professor Arkadiew zur Verfügung gestellt wurde und bei dem Kartschagin und Mitiaev solche kritische Aenderungen beobachtet hatten. Die Versuche wurden sowohl mit Feldstärken gemacht, wie sie Wait, als mit solchen, wie sie Wwedensky und Teodortschik verwendet hatten. In keinen von beiden Fällen ließ sich irgendeine derartige kritische Aenderung der Permeabilität nachweisen.

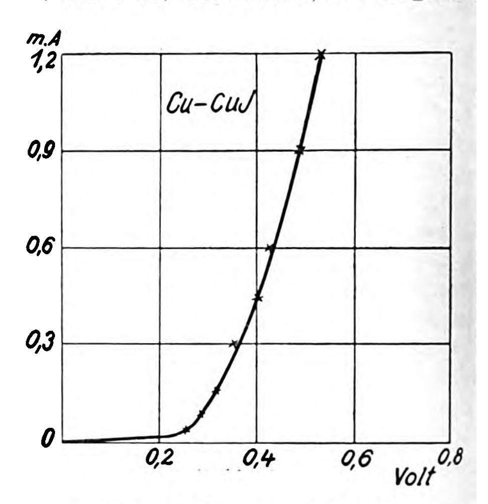
Bezüglich des elektrischen Widerstandes lag eine ähnliche Beobachtung von Mitiaev vor. Nach ihm sollte dieser Widerstand ebenfalls in der Gegend von $f = 3 \cdot 10^6$/sec sich sprunghaft ändern. Die sorgfältige Nachprüfung durch die Verfasser zwischen den Wellenlängen 80 und 120 m ergab einen monotonen, und zwar praktisch geradlinigen Verlauf der Kurve, die den elektrischen Widerstand bei Eisendrähten in Abhängigkeit von der Wellenlänge darstellt.

J. Zenneck.

**Erich Habann.** Der Kupferjodürdetektor. Ztschr. f. techn. Phys. **10,** 25—28, 1929.

Zur Herstellung des Detektors wird durch Waschen mit Wasser, Alkohol und Benzol gereinigtes Kupferjodür in die Höhlung eines Metallblocks gepreßt. Als Gegenelektrode dient ein lose aufliegender Kupferdraht von 0,1—0,2 mm Durchmesser, an dessen Stelle auch Drähte aus Blei, Aluminium und Zink Verwendung finden können. Keine Gleichrichterwirkung ergeben jedoch Drähte aus Molybdän, Wolfram und Platin.

Die Charakteristiken der wirksamen Anordnungen zeigen bei einer bestimmten Spannung einen scharfen Knick, der z. B. für einen Kupferdraht als Gegenelektrode (siehe Bild) bei etwa 0,26 V liegt. Der Knick




verschwindet bei größerem Andruck, sowie wenn längere Zeit (2-4 Std.) ein schwacher Strom (0,3 mA) in der gleichen Richtung (Kupferdraht negativ) fließt.

E. Mauz.

**A. Crossley** und **R. M. Page.** Eine neue Methode zur Bestimmung des Wirkungsgrades von Röhrenanordnungen. (A new method for determining the efficiency of vacuum tube circuits.) (Naval research laboratory.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1375—1383, 1928.

Die Methode der Verfasser kommt auf folgendes hinaus. Sie messen mit einem Thermoelement die Temperatur an einem Teil der Außenfläche der Röhre bzw. der Röhren, wenn sich mehrere in der Anordnung befinden. Diese Temperatur ist bei einem konstanten Heizstrom bestimmt durch die in der Röhre verbrauchte Leistung. Die Angaben des mit dem Thermoelement verbundenen Spannungsmessers können also in Werten der in der Röhre verbrauchten Leistung geeicht werden, indem man ohne angeschlossene Schwingungskreise oder ähnliches der Röhre verschiedene Gleichstromleistungen zuführt.

Soll nun z. B. die in einem Röhrengenerator erzeugte Wechselstromleistung gemessen werden, so mißt man die gesamte zugeführte Gleichstromleistung, ebenso durch das Thermoelement die in der Röhre verbrauchte. Die Differenz ergibt dann die in den angeschlossenen Schwingungskreisen produzierte bzw. verbrauchte Leistung. Man kann auf diese Weise also den Wirkungsgrad des Röhrengenerators erhalten.

Aehnlich läßt sich auch die Leistung in einer angeschlossenen Antenne, und wenn man den Strom im Strombauch der Antenne kennt, auch der Antennenwiderstand finden. Die Verfasser haben solche Versuche mit $f = 8 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 37{,}5$ m) gemacht, bei denen die Gesamtleistung zwischen 159 und 362 Watt geändert wurde. Die Werte, die die einzelnen Messungen für denselben Antennenwiderstand ergaben, schwankten zwischen 45,5 und 56,1 (Mittelwert 51,3) Ohm. Solche Messungen sind von Wichtigkeit, da sie erkennen lassen, welche Genauigkeit man mit dieser Methode erreichen kann.

J. Zenneck.

Digitized by Google

Band 34 Oktober 1929 Heft 4

De 329 A



# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Prof. Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

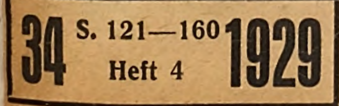
Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9




34 S. 121—160 Heft 4 1929

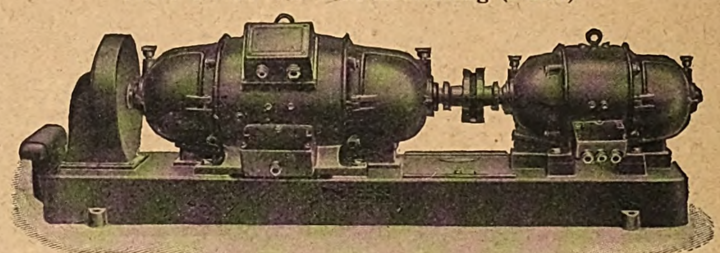
*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google

# Gleichstrom-Hochspannungs-Dynamos

**für Sender :: für 2000–10 000 Volt Spannung**

offene Bauart und Marineausführung (DGM.)



# Doppelstrom-Generatoren

(Gleichstrom-Gleichstrom-Doppelstrom-Umformer) maximale Leistung 1200 Volt, 120 Watt

**besonders geeignet für Funk-Kurzwellensender usw.**

**Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!** **Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!**

BEW **Bayerische Elektricitäts-Werke**

Fabrik **Landshut** Bayern

# GELBE LISTE




Vor 50 Jahren am 1. März 1879 eröffnete Eugen Hartmann in Würzburg eine Präzisionswerkstätte für wissenschaftliche Geräte und begründete damit unser Werk. Als einer der ersten baute er Telephonanlagen und wurde ein Hauptlieferer an die deutsche Reichspost. In späteren Jahren gaben wir den Bau von Fernsprechern ganz auf um uns verstärkt dem ureigentlichen Gebiet elektrischer Meßgeräte zuzuwenden. Solche liefern wir auch für Telegraphie und Telephonie vorbildlich in Ausführung und Form. Teil I der eben erschienenen gelben Liste gibt darüber Auskunft.

# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT/M**




Digitized by Google

Band 34 Oktober 1929 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen
Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Experimentelle Untersuchungen an Wasserwellen zwecks Herstellung von Analogien zu elektromagnetischen Strahlungsvorgängen.

Von Ludwig Heck.*)

### Inhaltsübersicht.

I. Theoretische Untersuchungen.
II. Vorversuche mit selbstschwingendem Resonator.
  1. Prinzip des selbstschwingenden Resonators.
  2. Versuchsaufbau.
  3. Ergebnisse.
III. Hauptversuche.
  1. Beschreibung des Versuchsaufbaues.
  2. Die Brechung des Lichtes durch die Wasserwellen.
  3. Versuchsdurchführung.
  4. Versuchsergebnisse.
IV. Zusammenfassung.

Die in der drahtlos-telegraphischen Nachrichtentechnik verwendeten Empfangsanlagen veranlassen durch die Rückstrahlung ihrer Antennen Störungen des Empfangsfeldes. Da diese Felddeformationen in jedem Punkt gemessen werden können, ist es möglich, ein Gesamtbild der Feldstörungen zu erhalten. Die Natur der zur Verfügung stehenden Meßanordnungen gestattet aber nur den Nachweis von Effektivwerten der Feldstärke, die ein Integral über alle Momentwerte des elektromagnetischen Feldes darstellen. Das durch Messung erhaltene Gesamtbild der Feldstörungen ist daher ein zeitliches Integralbild über alle Momentzustände des elektrischen Wechselfeldes. Die Beherrschung der Gesichtspunkte für das Zustandekommen dieser Integralbilder wird erleichtert, wenn man gerade über die Momentvorgänge anschauliche Vorstellungen hat.

Die Aufgabe der vorliegenden Untersuchung ist die bildliche Darstellung der Störung eines elektrischen Wechselfeldes durch Resonatoren und Wände mittels analoger Versuche an Wasserwellen.

### I. Theoretische Untersuchungen.

Es sollen zuerst auf analytischem und graphischem Wege die Interferenzerscheinungen behandelt werden, die im experimentellen Teil durch Interferenz der Wasserwellen hervorgerufen werden. Zur Vereinfachung werden die Interferenzen transversaler Schwingungen untersucht. Die Amplituden der interferierenden Wellen sollen überall gleich groß, also

*) Dissertation der Technischen Hochschule München.

Digitized by Google

vom Orte unabhängig sein. In den Rechnungen und graphischen Darstellungen werden die Amplituden $=1$ gesetzt.

1. **Der Kreiswellensender $P_0$ soll eine Welle aussenden, die der im Punkt $P$ ankommenden Frontalwelle um 90° nacheilt.**

Ist der Schwingungszustand der in $P_0$ ankommenden Frontalwelle (siehe Bild 1) durch die Gleichung

$$z = \sin 2\pi \frac{t}{T} \tag{1}$$

gegeben, so ist die Eigenschwingung des die Kreiswellen erzeugenden Punktes $P_0$:

$$z = \sin 2\pi \frac{t - T/4}{T} \tag{2}$$

Für die resultierende Elongation $z$ eines Punktes $P$ gilt die Gleichung:

$$z = \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r\cos\varphi}{\lambda}\right) + \sin 2\pi \left(\frac{t - T/4}{T} - \frac{r}{\lambda}\right) \tag{3}$$

oder

$$z = 2\sin\left[\frac{2\pi t}{T} - \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{\lambda}(r + r\cos\varphi)\right] \cdot \cos\left[\frac{r\pi}{\lambda}(1 - \cos\varphi) + \frac{\pi}{4}\right] \tag{4}$$

Dabei bedeuten:

$T$ die Periodendauer,

$\lambda$ die Wellenlänge,

$v = \frac{\lambda}{T}$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellenbewegung.

a) **Die Punkte mit der Elongation $z = o$.**

Es ergibt sich als erste Gleichung:

$$r(1 + \cos\varphi) = 2vt - \frac{\lambda}{4} + k\lambda \equiv P_v \tag{5}$$

**Diese Gleichung stellt eine Parabelschar dar, mit dem zeitlich veränderlichen Halbparameter**

$$p_v = 2vt - \frac{\lambda}{4} + k\lambda$$

$k$ ist eine beliebige ganze Zahl.

Der Brennpunkt der Parabeln ist der Kreiswellensender $P_0$.

Sie sind nach links geöffnet.

Als zweite Gleichung ergibt sich:

$$r(1 - \cos\varphi) = \frac{\lambda}{4} + k\lambda \equiv P_k \tag{6}$$

**Diese Gleichung stellt eine zeitlich in ihrer Lage unveränderliche Parabelschar dar.**

Ihr Halbparameter $p_k = \frac{\lambda}{4} + k\lambda$ enthält die Veränderliche $t$ nicht. Die Parabeln $P_k$ sind nach der entgegengesetzten Richtung, wie die Parabeln $P_v$ geöffnet.

Die Parabeln mit den Gleichungen (5) und (6) sollen

**Nullwertsparabeln**

heißen, denn jeder Punkt auf diesen Parabeln hat dauernd die Elongation $z = o$. Die Lage der Parabeln ist für den Zeitmoment $t = T$ aus Bild 1 zu ersehen.

b) **Die Punkte mit der Elongation $z = +2$ bzw. $z = -2$ (Maxima und Minima).**

Man erhält als geometrischen Ort zwei Parabelsysteme mit den Gleichungen

$$P_k' \equiv r(1 - \cos\varphi) = k\lambda - \frac{\lambda}{4} \tag{7}$$

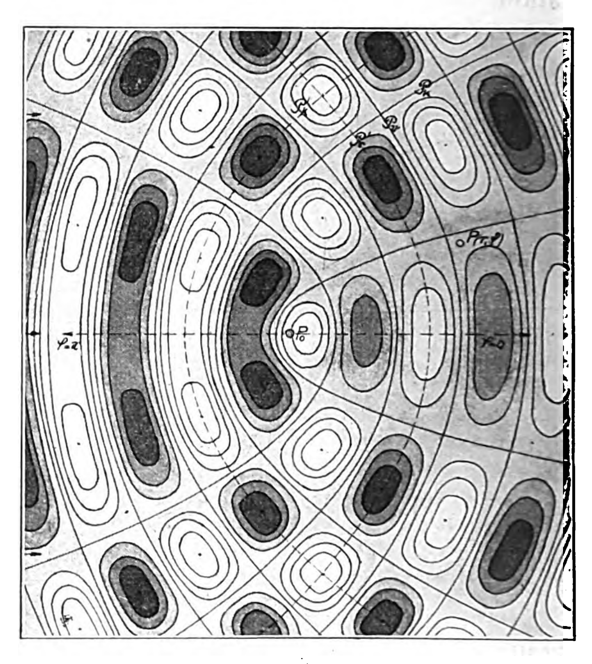


**Bild 1.**
**Momentbild mit Höhenlinien von interferierenden Kreis- und Frontalwellen.**

und

$$P_v' \equiv r(1 + \cos\varphi) = 2vt + k\lambda - \frac{3}{4} \tag{8}$$

Die Parabelschar der Gleichung (7) ist von der Zeit $t$ unabhängig. Der Halbparameter der anderen Parabelschar $P_v'$ ist dagegen eine Funktion der Zeit $t$. Die Lage der beiden Parabelscharen ist aus dem Momentbild $t = T$ zu ersehen.

Die Aeste der Nullwertsparabeln bilden Waben, in denen die Maxima und Minima liegen. Dieselben wandern mit den Waben zwischen dem zeitlich unveränderlichen Nullwertsparabeln vom Strahl $\varphi = \pi$ weg. Es folgen sich Maxima auf Minima und umgekehrt. Es stellt die Gleichung (7) die **Bahnkurven** der Maxima und Minima dar.

Jede Parabel $P_1$ mit der Gleichung

$$P_1 \equiv p_1 = r(1 - \cos\varphi)$$

ist die Bahnkurve einer fortschreitenden Welle. Ihre Amplitude ist um so kleiner, je näher die Parabel $P_1$ den Nullwertsparabeln $P_k$ rückt. Die Amplituden nähern sich dem Maximalwert $a = 2$, je näher die Parabel den Bahnkurven der Maxima und Minima kommt.

Auf jeder beliebigen Parabel $P_2$ mit der Gleichung

$$P_2 \equiv p_2 = r(1 + \cos\varphi)$$

treten stehende Wellen auf. Die Knotenstellen sind die Schnittpunkte der Parabel $P_2$ mit der Nullwertsparabel $P_k$. Die Schnittpunkte mit den Bahnkurven


Digitized by Google

$\varphi'_k$ der Maxima und Minima haben die größte Schwingungsweite, sie sind die Bäuche der stehenden Welle.

Die fortschreitende Bewegung der Maxima und Minima zwischen dem Nullwertsparabelsystem $P_k$ entsteht durch die Abschnürung der Bäuche, der auf dem Strahl $\varphi = \pi$ auftretenden stehenden Welle.

In Bild 1 sind noch die Höhenlinien eingetragen. Die Höhenlinien verbinden Punkte mit der gleichen Elongation. Sie sind geschlossene Kurven, die die Punkte mit der Elongation $z = \pm 2$ einschließen. Um

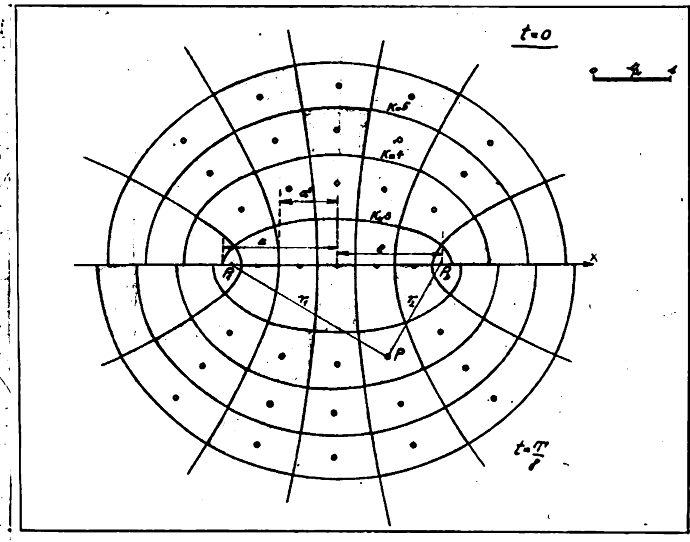


Bild 2.
Momentbild von zwei interferierenden Kreiswellensystemen.

das Bild plastisch wirken zu lassen, zeigen die Höhenschichten verschiedene Farbtönungen. Die konvex gekrümmten Bildteile haben Helligkeitswerte, die vom Hellen ins Dunkle gehen, bei den konkav gekrümmten Bildteilen ist es umgekehrt.

2. Zwei gleichphasig schwingende Kreiswellensender.

In Bild 2 ist das gewählte Koordinatensystem mit den zwei Erregerpunkten $P_1$ und $P_2$ skizziert.

Die Punkte mit der Elongation $z = o$ liegen

1. auf der Ellipsenschar

$$r_1 + r_2 = 2vt + k\lambda \tag{9}$$

Die Ellipsenhalbachsen $a$ und $b$ sind eine Funktion der Zeit $t$. Es ist

$$a = vt + \frac{k\lambda}{2}; \; b = \sqrt{a^2 - e^2}$$

2. auf der Hyperbelschar

$$r_1 - r_2 = 2\left(\frac{\lambda}{4} + \frac{k\lambda}{2}\right) \tag{10}$$

Diese Hyperbeln behalten ihre gegenseitige Lage unverändert bei. Sie sind von der Zeit $t$ unabhängig.

Die durch Gleichungen (9) und (10) gegebenen Kurvenscharen sollen Nullwertsellipsen und Nullwertshyperbeln heißen.

In Bild 2 sind die beiden Kurvenscharen für die Zeitmomente $t = o$ und $t = T/8$ eingezeichnet. Es kommen hier nur drei Nullwertshyperbeln zur Ausbildung. In den Waben, die die Hyperbeläste mit den Ellipsen bilden, liegen die Punkte mit der Elongation $z = \pm 2$. Sie sind die Maxima und Minima. Die Waben, in denen die Minima liegen, sind wieder mit dunkler Farbtönung hervorgehoben. Die Bahnkurven der Maxima und Minima sind Hyperbeln, die zwischen den Nullwertshyperbeln liegen. Sie haben die Gleichung

$$r_1 - r_2 = k\lambda$$

Die Mittelsenkrechte zur Verbindungsgeraden beider Sender ist immer eine Bahnkurve der Maxima und Minima.

Auf allen Hyperbeln

$$r_1 - r_2 = \pm 2a'$$

treten fortschreitende Wellen auf. Sie haben längs den Bahnkurven der Maxima und Minima die maximal mögliche Amplitude 2.

3. Die Reflexion an ebenen Wänden.

Der Rechnung sei ein Polarkoordinatensystem zugrunde gelegt, wie es Bild 3 zeigt. Die Front der ankommenden Welle soll senkrecht zum Anfangsstrahl ($\varphi = 0$) liegen. Die reflektierende Wand sei durch den Strahl $OA$ gegeben. Sie schließt mit der Fortpflanzungsrichtung der ankommenden Frontalwellen den Winkel $90° - \alpha$ ein, wobei $\alpha$ der Einfallswinkel der ankommenden Welle ist. Ihre Gleichung lautet:

$$\varphi = \pi/2 - \alpha.$$

Die reflektierende Wirkung der Wand kann man durch einen Frontalwellensender ersetzt denken, der einen Winkel $90° - 2\alpha$ mit dem Anfangsstrahl $\varphi = 0$ bildet.

Der geometrische Ort der Punkte mit der Elongation $z = 0$ ist erstens durch die Gleichung

$$G_k \equiv y = x\,tg\,(\pi/2 - \alpha) + \frac{\lambda/2 + k\lambda}{\sin 2\alpha} \tag{11}$$

gegeben.

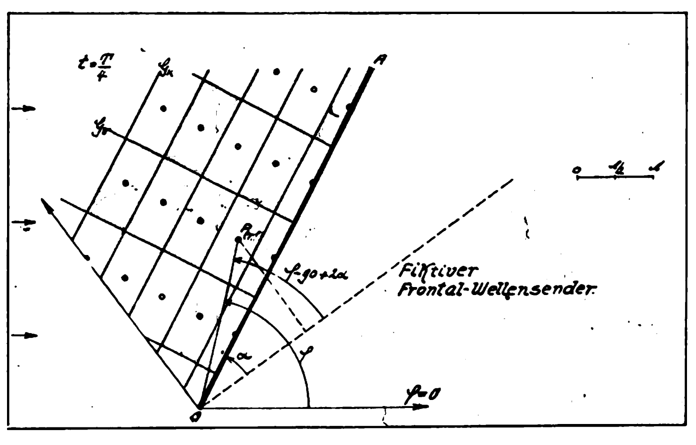



Bild 3.
Momentbild der Reflexion von Frontalwellen an einer ebenen Wand.

Die Gleichung stellt zueinander parallele Gerade dar, die mit dem Anfangsstrahl den Winkel $90° - \alpha$ einschließen und daher parallel zur reflektierenden Wand sind. Die Lage dieser Geraden ist zeitlich unveränderlich.

Als weiterer geometrischer Ort ergibt sich die Gleichung

$$G_v \equiv y = x\,tg\,(\pi - \alpha) + \frac{2vt + k\lambda}{\sin 2\alpha} \tag{12}$$

Digitized by Google

Die Gleichung stellt parallele Gerade dar, die mit dem Anfangsstrahl den Winkel 180° — $\alpha$ einschließen. Die Lage dieser Geradenschar ist von der Zeit $t$ abhängig.

Der Vergleich mit Gleichung (11) ergibt, daß die durch Gleichung (12) bestimmten Geraden $G_v$ senkrecht zu den Geraden $G_k$ und damit zur reflektierenden Wand stehen. In Bild 3 sind die Geraden $G_v$ für den Zeitmoment $t = T/4$ eingezeichnet. Sie wandern in Richtung der reflektierenden Wand mit konstanter Geschwindigkeit dahin. Die Geraden $G_k$ und $G_v$ sollen Nullwertsgrade heißen.

Fortschreitende Wellen treten auf den Geraden mit der Gleichung

$$y = tg\,(\pi/_2 - \alpha)\,x + n_1$$

auf, stehende Wellen dagegen auf allen Geraden, die durch die Gleichung

$$y = tg\,(\pi - \alpha)\,x + n_2$$

gegeben sind. $n_1$ und $n_2$ sind beliebige positive Zahlen.

Die beiden Nullwertsgeradenscharen $G_k$ und $G_v$ bilden Waben, in denen die Punkte mit der Elongation $z = \pm 2$ parallel zur reflektierenden Wand fortwandern. Die Bahnkurven dieser Maxima und Minima sind Gerade, die zwischen den festen Nullwertsgeraden liegen. Die reflektierende Wand fällt mit einer Bahnkurve der Maxima und Minima zusammen.

Für $\alpha = 0°$ folgt aus Gleichung (11), daß die zeitlich konstanten Nullwertsgraden $G^k$ senkrecht zum Anfangsstrahl stehen. Der Abstand der einzelnen Geraden beträgt $\frac{\lambda}{2}$

Die Nullwertsgeraden $G_v$ verschwinden, es treten nur mehr stehende Wellen auf.

Läßt man $\alpha$ von 0° auf 90° wachsen, so wächst der Abstand der Nullwertsgeraden $G_k$ von $\frac{\lambda}{2}$ auf $\infty$, der Abstand der Nullwertsgeraden $G_v$ nimmt von $\infty$ auf $\frac{\lambda}{2}$ ab.

## II. Vorversuche mit einem selbstschwingenden Resonator.

### 1. Prinzip des selbstschwingenden Resonators.

Bringt man eine abgestimmte Sonde in ein elektromagnetisches Feld, so saugt dieser Resonator aus einem gewissen Umkreis Energie auf. Diese Energie wird zum Teil wieder als sekundäre Welle vom Resonator ausgestrahlt. Es überlagert sich der primären Welle eine sekundäre Welle, die der primären um 90° nacheilt.

Aehnliche Verhältnisse kann man im Wasser durch folgende Anordnung erhalten.

Man erzeugt durch kontinuierliches Eintauchen eines Balles ein System von fortschreitenden Kreiswellen. Dieses soll das primäre elektromagnetische Feld versinnbildlichen. Die Frequenz des eintauchenden Balles ist identisch mit der Frequenz $\nu$ der Wasserwellen. Ein Analogon zum elektrischen Resonator ergibt folgende Anordnung:

Man hängt an einer Feder einen Ball auf, der gerade noch etwas ins Wasser eintaucht. Die Eigenperiode $\nu_0$ dieses schwingungsfähigen Systems errechnet sich zu:

$$\nu_0 = \frac{\sqrt{D/m - k^2/4\,m^2}}{2\,\pi}$$

Dabei bedeuten:

- $D$ die Direktionskraft der Feder,
- $m$ die Masse des Systems, die durch Zusatzgewichte beliebig geändert werden kann,
- $k$ einen von der Dämpfung abhängigen Faktor.

$k$ hängt auch von der Eintauchtiefe des Balles und damit von der jeweiligen Amplitude der Schwingung ab. Soll $\nu_0$ praktisch konstant bleiben, so muß die Masse $m$ groß gemacht werden.

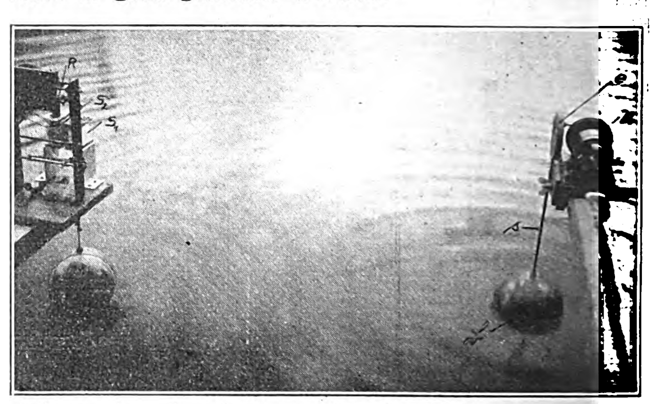


Bild 4.
Aufbau für die Vorversuche.

Die unter dem Ball mit der Periode $\nu$ fortschreitende primäre Wellenbewegung stößt dieses schwingende System an. Die erzwungenen Schwingungen werden ein Maximum für den Resonanzfall $\nu_0 = \nu$. Dieser Fall kann durch Veränderung der Masse $m$ und der Wellenlänge $\lambda$ erreicht werden. Der mechanische Resonator schaukelt sich allmählich unter dem Einfluß der primären Wellen zu einer maximalen Amplitude auf und müßte selbst sekundäre Wellen aussenden.

### 2. Versuchsanordnung.

Allgemeine Anordnung:

Die Versuche wurden in einem Teich, der eine hinreichend konstante Tiefe hatte, durchgeführt. Bild 4 zeigt die Versuchsanordnung. Der rechte Balken trägt den Sender für die primären Wellen, der linke den Resonator. Die Reflexion der Wasserwellen am Ufer konnte durch künstliches Abflachen der Uferränder unterdrückt werden.

Die primären Wellen wurden durch einen in das Wasser eintauchenden Ball erzeugt, der periodisch durch einen kleinen Motor $M$ auf und ab bewegt wurde. Der Resonator bestand ebenfalls aus einem Ball, der durch ein Gestänge in seiner vertikalen Bewegung geführt wurde. Die Direktionskraft des Systems war der Auftrieb des Schwimmers.

Die primären Wellen versuchten den Schwimmer auf- und abwärts zu bewegen und stießen so den Resonator an. Trotz bester Kugellagerung aller beweglichen Teile, schaukelte er sich nur zu sehr kleinen Amplituden auf. Die Dämpfung war zu groß. Um bessere Effekte zu erhalten, wurde der Resonator künstlich entdämpft. Die Entdämpfung

Digitized by Google

des Systems erfolgt durch den Magneten $R$, der mit dem Gestänge fest verbunden ist. Die Spule $S_1$ liegt im Gitterkreis einer Röhre. Die Spule $S_2$ wird vom Anodenstrom durchflossen, dessen magnetische Felder bei richtiger Polung der Spulen den einen Schenkel des Magneten kontinuierlich anziehen.

### 3. Ergebnisse.

Durch diese Entdämpfung wurde tatsächlich erreicht, daß der Resonator sich zu großen Amplituden aufschaukelte und selbst sekundäre Wellen ausstrahlte. Doch mußte der Resonator so stark entdämpft werden, daß er kurz vor dem Selbstschwingen war.

Mit der starken Entdämpfung war aber ein großer Nachteil verbunden. Die geringsten Unterschiede der Eigenfrequenz mit der Frequenz der primären Wellen gaben zu Schwebungserscheinungen Anlaß. Es konnte nicht erreicht werden, daß über eine längere Zeitdauer die gewünschte Resonanz der primären Wellen mit der Eigenschwingung des Resonators erhalten blieb.

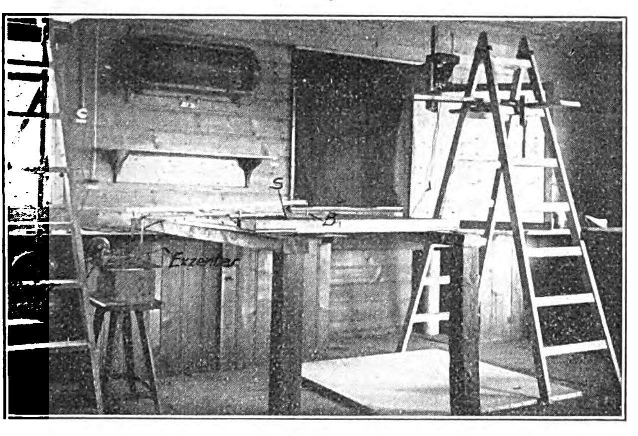



**Bild 5.**
**Ansicht des Gesamtaufbaus für die Hauptversuche.**

Der Grund lag einmal in der schlechten Konstanz der primären Wellenlänge, andererseits veränderte sich die Eigenfrequenz des Resonators mit der Größe der Amplitude. Streng genommen muß man einen zylinderförmigen Schwimmkörper nehmen. Nur für ihn ist die Auftriebskraft je cm Eintauchtiefe, und damit die Direktionskraft $D$ eine Konstante. Für einen kugelförmigen Schwimmer trifft das nicht mehr zu.

Ein zylinderförmiger Schwimmer erzeugt nun außerordentlich schwache Wellen, während z. B. eine Kugel viel intensivere Wellen aussendet. Es war deshalb notwendig, als Schwimmer Bälle zu verwenden. Dadurch war es nicht möglich, die Eigenschwingung des Resonators konstant zu halten.

Aus diesen Gründen erschien es wünschenswert, die geforderten Analogien durch miteinander fest gekoppelte Sender herzustellen. Es wurde deshalb eine neue Anordnung gebaut, die jede beliebige Phasenstellung der beiden Sender erlaubte.

## III. Hauptversuche.

Der Resonator ist fest mit dem Sender der primären Wellen gekoppelt.

### 1. Beschreibung des Versuchsaufbaues.

Um die Versuche im Laboratorium durchführen zu können, wurde im Prinzip eine Anordnung gebaut, wie sie Meutzner[1]) und Weinhold[2]) verwendeten.

Aus Bild 5 ist der Gesamtaufbau zu ersehen. In einem quadratischen Holzrahmen befindet sich auf einer Glasscheibe die 2—3 cm tiefe Wasserschicht. Durch Abschrägen der oberen Kante wurde eine Reflexion der Wellen durch den Rahmen vollkommen vermieden. Mittels einer Bogenlampe wird ein Lichtkegel schräg durch das Wasser auf einen Schirm geworfen. Senkrecht über dem Schirm steht der Photographenapparat. Die Frontalwellen werden durch einen ins Wasser eintauchenden Stab $S$, die Kreiswellen durch einen kleinen Ball $B$ erregt. Zu jedem Sender gehört ein eigenes Gestänge und ein eigener Exzenter; die beiden Exzenter sind auf einer Welle befestigt, die ein kleiner Asynchronmotor antreibt. Die Amplitude der ins Wasser eintauchenden Schwimmer betrug je nach der gewählten Uebersetzung $^1/_{10}$—$^4/_{10}$ mm.

Die Brechung des Lichtes durch die Wasserwellen erzeugt auf der Leinwand helle Lichtstreifen neben dunklen Schattengebieten. Um die Bilder innerhalb einer Periode in verschiedenen Momenten photographieren zu können, wurde eine automatische Auslösung gebaut. Mit der Welle dreht sich eine Bürste um ein Hartgummirundstück, das ein Metallsegment trägt. Dieses Rundstück kann beliebig verdreht werden, so daß in beliebigen Momenten während einer Umdrehung der Bürste und damit während einer Periode ein Stromschluß erfolgt, der die Auslösung des Photographenapparates betätigt.

### 2. Die Brechung des Lichtes durch die Wasserwellen.

#### a) Die Momentbilder am Schirm.

Konvex gekrümmte Wasserflächen brechen das Licht so, daß die gebrochenen Strahlen konvergieren. Es entstehen Lichtstreifen am Schirm.

Je größer die Amplitude der Wellen ist, um so stärker ist die Konvergenz der durch den Wellenberg gebrochenen Lichtstrahlen. Der am Schirm entstehende Lichtfleck ist also um so intensiver, je größer die Wellenamplituden sind.

Die konkav gekrümmten Wasserflächen brechen das Licht divergent. Es entstehen am Schirm Schatten, die aber in ihrer Intensität nicht so stark abgestuft sind, wie die Lichter. Als Schatten sind jene Bildteile verstanden, die eine geringere Lichtintensität haben, als bei ebenem Wasserspiegel. Frontalwellen bilden sich auf dem Schirm als zum Frontalwellensender parallele helle Linien, Kreiswellen als helle Kreise ab. Die Entfernung der Lichtstreifen ist eine Konstante.

Aus dem Höhenlinienbild 1 folgt:

Die hellsten Lichtstreifen entstehen durch die Lichtbrechnung an den Wasserflächen, auf denen die Punkte mit der maximalen Elongation liegen. Diese Flächen werden von den Nullwertskurven des betreffenden Interferenzbildes begrenzt. Die Gestalt der Waben, die diese Nullwertskurven miteinander bilden, bestimmt die Gestalt jener konvex gekrümmten

[1]) G. Meutzner, Poske, Zeitschr. f. d. Phys. und Chemischen Unterricht 23, S. 74, 1910.
[2]) A. Weinhold, Physikalische Demonstrationen, Leipzig, Verlag J. A. Barth, S. 364, 1921.

Digitized by Google

Flächen, auf denen die Maxima liegen. Durch eine längliche Wabe entsteht am Schirm ein Lichtstreifen, durch eine quadratische Wabe ein punktförmiger Lichtfleck.

Die Flächen, auf denen die Maxima liegen, sind durch weniger stark konvex gekrümmte Flächen miteinander verbunden. Es erscheinen daher am Schirm die Enden der hellsten Lichtstreifen durch weniger lichtstarke Linien miteinander verbunden. Durch diese Linien erhält man den Eindruck eines zackenförmigen Lichtbandes, das die Nullwertskurven umschließt. Die Lage der Nullwertskurven ist daher auf den Momentbildern dort deutlich zu erkennen, wo sich die Lichtbänder eng an die Nullwertskurven anschließen.

b) Ableitung des Zeitbildes aus den Momentbildern.

Die Zeitaufnahme integriert über alle Momentbilder. Denkt man sich alle Momentbilder auf Filme kopiert, so muß in der Durchsicht der einzeln aufeinander gelegten Filme das Zeitbild sichtbar werden. In erster Linie sieht man dann nebeneinander jene hellen Lichtstreifen, die die Bilder der konvex gekrümmten Wasserflächen sind, auf denen die Maxima liegen. Demnach werden im Zeitbild die Bahnkurven der Maxima des Interferenzbildes sichtbar. Diese Bahnkurven sind nun nichts anderes, als der geometrische Ort der Bäuche der stehenden Wellen. Man kann daher auch sagen:

Das Zeitbild gibt den geometrischen Ort der Bäuche der stehenden Wellen an.

3. Versuchsdurchführung.

Die Einstellung der Phase der Frontal- und Kreiswellen.

Für den theoretischen Fall, daß von einem Punkt $P_0$ die Kreiswellen ausgehen, die um 90° der ankommenden Frontalwelle nacheilen, liegen die Bäuche der stehenden Welle auf dem Strahl $\varphi = \pi$ in $\frac{3\lambda}{8}$, $\frac{7\lambda}{8}$, $\frac{11\lambda}{8}$; Entfernung vom Punkt $P_0$.

Es wurde auf dem Schirm genau der Bildmittelpunkt $M'$ des Balles des Kreiswellensenders festgelegt. Interferierten nun Frontal- und Kreiswellen, so konnte auf der Verbindungsgeraden beider Sender die Lage der stehenden Welle in Bezug auf den Punkt $M'$ bestimmt werden. Die Bäuche der stehenden Welle bilden sich als helle Lichtflecke ab, deren Entfernungen vom Mittelpunkt $M'$ abgemessen wurde. Durch Verdrehen der Exzenter der beiden Sender war es leicht möglich, die Lage der stehenden Welle richtig zu korrigieren. Damit war die 90° Phasenverschiebung zwischen Frontal- und Kreiswellen vorhanden.

4. Versuchsergebnisse.

**a) Der Resonator, der eine der ankommenden Frontalwelle um 90° nacheilende Welle aussendet.**

Diskussion der Momentbilder.

Mittels der elektrischen Auslösung wurden eine sehr große Anzahl von Momentaufnahmen hergestellt, von denen 4 in den Bildern 6—9 gezeigt werden. In der gewählten Reihenfolge stellen die Aufnahmen die Interferenzfiguren der beiden Wellenzüge in Zeitpunkten dar, die um $T/4$ auseinanderliegen. Dabei bedeutet $T$ die Periodendauer der fortschreitenden Wellen der beiden Sender. Die interferierenden Wellen sind also bezüglich ihrer Lage, in jedem Bild um $\lambda/4$ gegenüber dem vorhergehenden, verschoben.

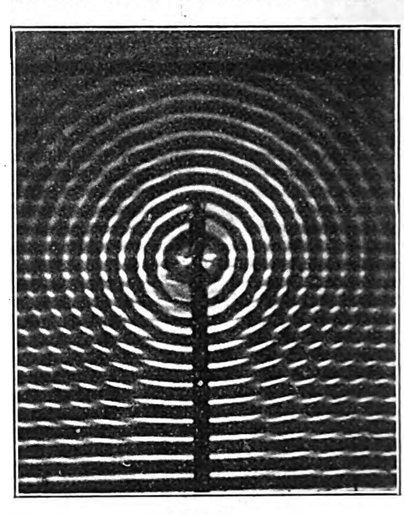


Bild 6.
**Momentaufnahme von interferierenden Kreis- und Frontalwellen ($t = 0$)**

Am unteren Bildrand ist bei allen Aufnahmen der Frontalwellensender anzunehmen. Der Kreiswellensender liegt in der Mitte der Bilder. Man erkennt deutlich den Schatten des Aluminiumprofiles, an dem der Schwimmer des Kreiswellensenders befestigt ist.

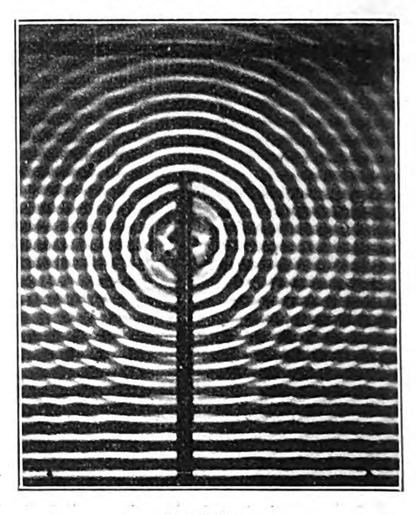


Bild 7.
**Momentaufnahme von interferierenden Kreis- und Frontalwellen $\left(t = \frac{T}{4}\right)$.**

Das Profil ragt wegen der schrägen Projektion etwas über die Kugel hinaus.

Deutlich erkennt man auf jedem Momentbild die Aeste der beiden Parabelsysteme, die den Nullwertsparabeln entsprechen. Die nach oben geöffneten Parabeln sind die zeitlich unveränderlichen. Die nach unten geöffneten sind die zeitlich veränderlichen. In den Waben, die diese Parabeln bilden, liegen die Maxima und Minima. Sie wandern zwischen den zeitlich konstanten Parabeln fort.

Die Unterschiede der einzelnen Photographien sind in den Gebieten der stehenden Wellen am größten. Dort haben die von der Verbindungsgeraden der


Digitized by Google

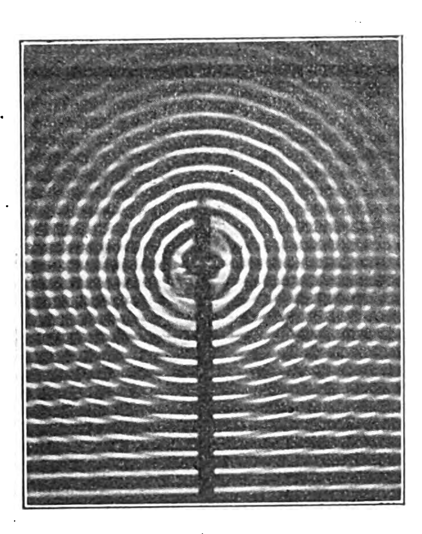


Bild 8.
Momentaufnahme von interferierenden Kreis- und Frontalwellen $\left(t = \frac{T}{2}\right)$.

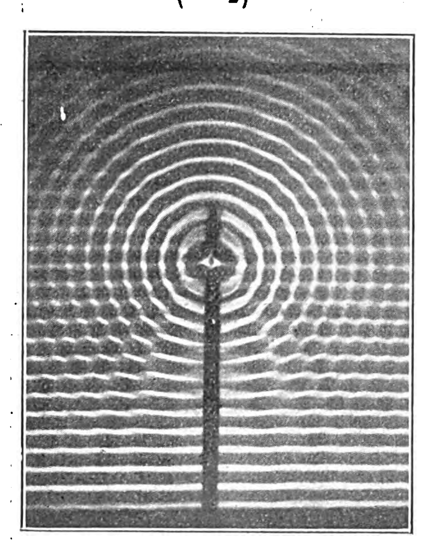


Bild 9.
Momentaufnahme von interferierenden Kreis- und Frontalwellen $\left(t = \frac{3T}{4}\right)$.

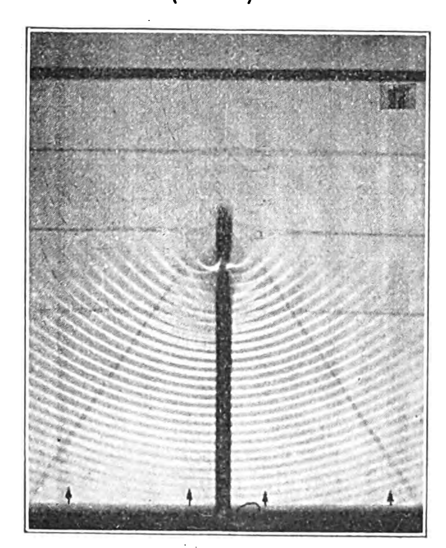


Bild 10.
Zeitaufnahme von interferierenden Kreis- und Frontalwellen.

beiden Sender (Strahl $\varphi = \pi$) wegwandernden Maxima und Minima die größten Geschwindigkeiten. Die Unterschiede der einzelnen Bilder sind hier also am deutlichsten zu erkennen. Es werden daher im folgenden nur die Bildausschnitte besprochen, die unmittelbar an diese Verbindungsgerade angrenzen. Die Verbindungsgerade beider Sender fällt mit der Mittellinie des Profilschattens zusammen.

Bild 6: Zwischen den Ästen der festen Parabeln $P_k$ haben sich von der Verbindungslinie der beiden Sender die Maxima und Minima bereits abgelöst. Die

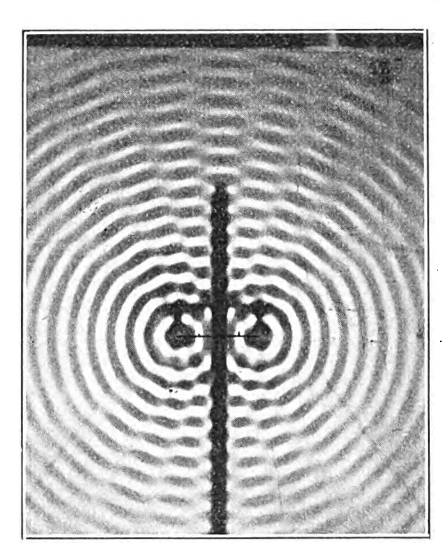


Bild 11.
Momentaufnahme von zwei interferierenden Kreiswellensystemen.

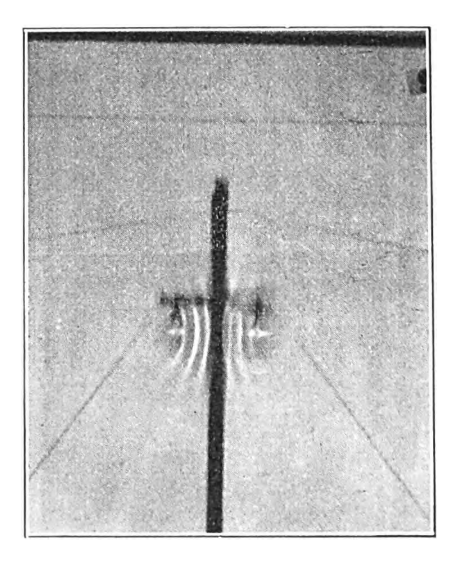


Bild 12.
Zeitaufnahme von zwei interferierenden Kreiswellensystemen.

Maxima haben das Bild eines langgezogenen Lichtfleckes.

Bild 7: Man erkennt jetzt die Äste einer sich neu bildenden Parabel $P_v$. Es entstehen zugleich an der Verbindungsgeraden beider Sender neue Maxima und Minima und zwar die Minima dort, wo sich im Bild 6 die Maxima ablösen und umgekehrt.

Bild 8 zeigt die Abschnürung dieser neuen Maxima und Minima.

Bild 9: Die Abschnürung ist beendet. Es entsteht eine neue Parabel. Gleichzeitig schnüren sich wieder

Digitized by Google

neue Maxima und Minima ab. Das Bild 6 schließt sich unmittelbar an Bild 9 an.

Diskussion des Zeitbildes.

Bild 10 zeigt die photographische Zeitaufnahme.

Die hellen Streifen sind die Bahnen der Maxima und Minima und damit die Bäuche der stehenden Wellen. Die festen Nullwertsparabeln $P_k$ liegen zwischen diesen hellen Streifen, sie sind die Knoten der stehenden Wellen.

**b) Zwei gleichphasig schwingende Kreiswellensender.**

Diskussion des Momentbildes. (Bild 11.)

Man erkennt auf der Photographie die Hyperbeln, auf denen sich die Wellen mit der kleinsten Amplitude fortbewegen. Ihre Lage ist auf allen Bildern unver ändert. Nicht zu erkennen sind die zeitlich veränderlichen Ellipsen, die der Lage nach den im theoretischen Teil abgeleiteten Nullwertsellipsen entsprechen müssen. Es bilden sich nur 4 Hyperbeln aus.

Auf dem Momentbild ist die Verbindungslinie der beiden Sendermittelpunkte eingetragen. Auf dieser

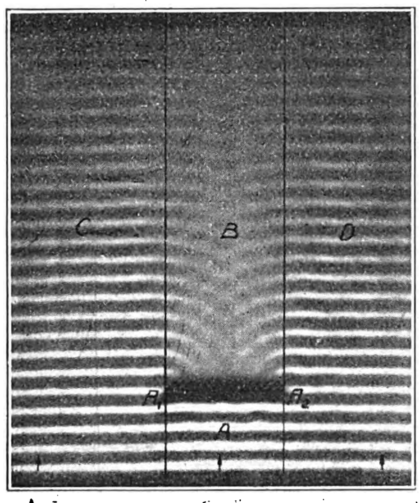



Bild 13.
**Momentaufnahme der Reflexion von Frontalwellen an einer Wand.**

Geraden bildet sich eine stehende Welle. Von dieser Verbindungsgeraden schnüren sich die Maxima und Minima ab und wandern zwischen den festen Nullwertshyperbeln hinaus.

Diskussion des Zeitbildes. (Bild 12).

Die festen Hyperbeln, die Bahnkurven der Maxima und Minima sind nur in der Sendernähe als helle Lichtstreifen sichtbar.

**c) Die Reflexion an ebenen Wänden.**

Die Wand steht senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der auftreffenden Wellen.

Diskussion des Momentbildes (Bild 13).

In den Gebieten $C$ und $D$ bleiben die Frontalwellen ungestört. Im Gebiet $A$ treten die Reflexionserscheinungen auf. Das interessanteste Gebiet ist der Bildteil $B$. Die Frontalwellen werden an den Kanten der Wand gebeugt. Es ist genau so, als ob die Kanten selbst Kreiswellen aussenden, die im Schattengebiet der Wand deutlich sichtbar interferieren. Man erkennt auf allen Bildern die Lage der Nullwertshyperbeln, die durch die Interferenz der zwei Kreiswellensysteme sich ausbilden. Diese Beugungserscheinungen lassen sich bis weit hinter den Schirm nachweisen.

Die Diskussion des Zeitbildes (Bild 14).

Das Zeitbild gibt weiteren Aufschluß über die Natur der Beugungserscheinungen. Im eigentlichen

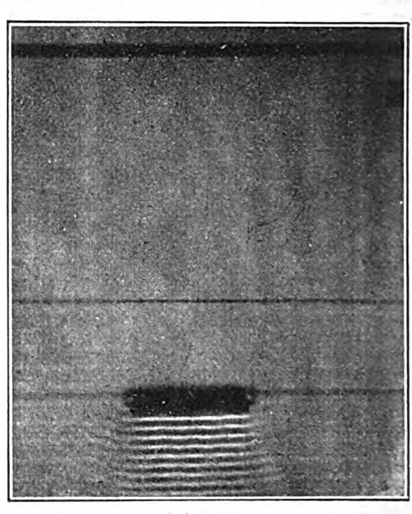


Bild 14.
**Zeitaufnahme der Reflexion von Frontalwellen an einer Wand.**

Reflexionsgebiet sieht man die zur Wand parallelen hellen Linien, die Bäuche der stehenden Wellen. Der erste Lichtstreifen müßte genau an der Wand liegen. Infolge der schrägen Projektion und der räumlichen

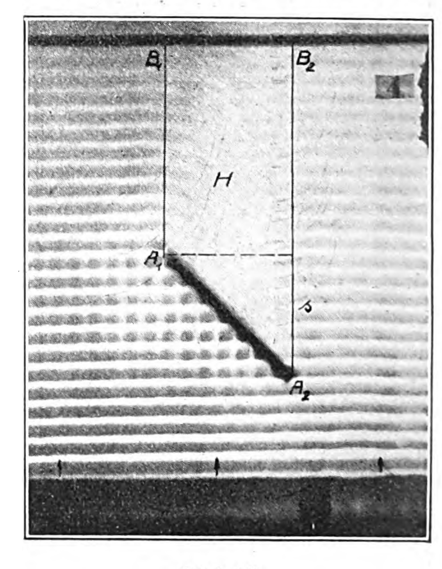



Bild 15.
**Momentaufnahme der Reflexion von Frontalwellen an einer Wand.**

Tiefe der Wand decken die Schatten der unteren Wandflächen diesen Lichtstreifen zu. Diese hellen Linien biegen sich nun beim Übergang vom Bildteil $A$ nach den Gebieten $C$ und $D$ um und sind in den letzterwähnten Gebieten noch deutlich weiterzuverfolgen. Eine Erklärung dieser Erscheinung läßt sich geben, wenn man die Kanten des Schirmes $A_1$ und $A_2$ selbst als gleichphasig schwingende Sender auffaßt. Durch die Interferenz dieser Kreiswellen mit den Frontalwellen entstehen im Zeitbild Parabeln, die die Bahnkurven der Minima und Maxima sind.

Digitized by Google

In den Gebieten $C$ und $D$ sieht man also im Zeitbild Parabeläste. Im Gebiet $A$ überwiegt die direkte Reflexionserscheinung, die Parabeln treten in der Erscheinung zurück. Die Hyperbeln hinter dem Schirm gehen im Zeitbild verloren, da die Strahlung der Kanten sehr gering ist.

Die Wand bilde einen Winkel von 45° zur Fortpflanzungsrichtung der auftreffenden Wellen.

Diskussion des Momentbildes. (Bild 15.) Man erkennt die Front der reflektierten Wellen, die genau senkrecht zur Front der primären Wellen steht. Hinter dem Schirm (im Bildteil $H$) treten die Beugungserscheinungen auf. Die Kanten $A_1$ und $A_2$ sind selbst wieder als Strahler aufzufassen.

Die Kreiswellen des Senders $A_1$ sind auf der Geraden $A_1 B_1$ phasengleich mit den Frontalwellen. Die

Diskussion des Zeitbildes. (Bild 16.)

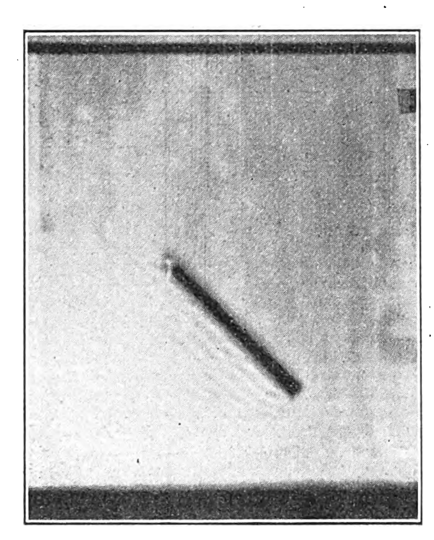


Bild 16.
**Zeitaufnahme der Reflexion von Frontalwellen an einer Wand.**

Kreiswellen, die vom Sender $A_2$ herrühren, sind auf der Geraden $A_2 B_2$ ebenfalls phasengleich mit den Frontalwellen. Daher hängt der gegenseitige Phasenzustand der beiden Kreiswellensysteme von der Entfernung $s$ der beiden Kanten in der Fortpflanzungsrichtung der Frontalwellen ab. Schwingen die beiden fiktiven Sender $A_1$ und $A_2$ nicht gleichphasig, ist also $s \gtrless k\lambda$, so werden die Hyperbeln hinter der Wand verdrückt. Es entstehen wieder die bekannten Wabenbilder mit den zeitlich unveränderlichen Hyperbeln.

Durch die Reflexion der Frontalwellen entsteht, als Bahnkurven der Minima und Maxima, ein zur Wand paralleles Geradensystem. Die Interferenzen der fiktiven Kantenstrahlung mit den Frontalwellen ergibt als geometrischen Ort der Maxima und Minima Parabeln, deren Brennpunkte in den Kanten liegen. Man sieht beide Systeme im Zeitbild ausgeprägt.

### d) Das Wellenbild an einem Spalt.

Bild 17 zeigt eine Momentaufnahme, Bild 18 ein Zeitbild. Der Spalt wird durch den Kantenabstand zweier zu den Frontalwellen parallelen Wänden gebildet. Durch den Spalt tritt die primäre Welle hindurch, wobei an den Kanten des Spaltes Beugungs-

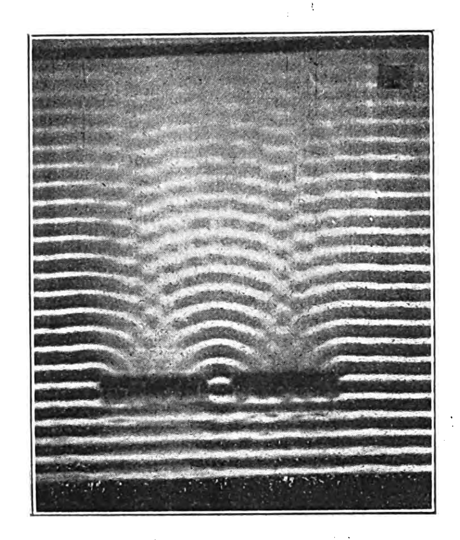


Bild 17.
**Momentaufnahme des Wellenbildes an einem Spalt.**

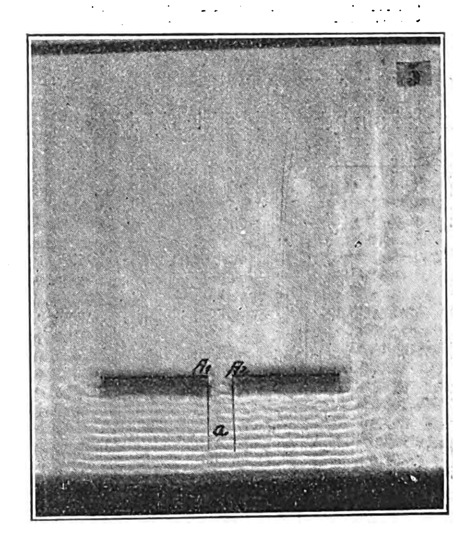



Bild 18.
**Zeitaufnahme des Wellenbildes an einem Spalt.**

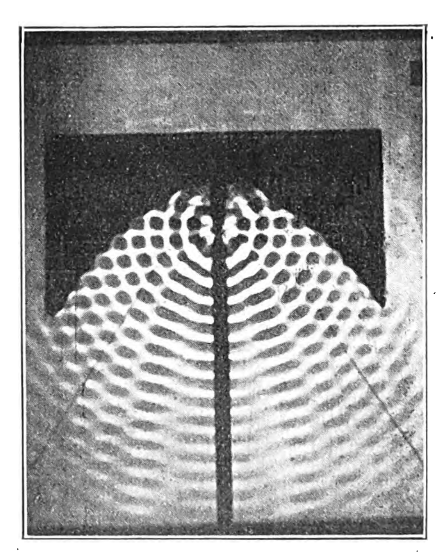


Bild 19.
**Momentaufnahme der Reflexion von Kreiswellen an einem Parabelschirm.**


Digitized by Google

erscheinungen auftreten. Die Spaltbreite war ungefähr $= \lambda$.

Die Momentaufnahme zeigt die zeitlich konstanten Hyperbeln hinter den beiden Wänden.

Das Zeitbild zeigt die Kantenstrahlung des Spaltes. In seiner unmittelbaren Nähe biegt sich die Front der zu den Wänden parallelen hellen Linien durch. Es bilden Parabelbögen, deren Brennpunkte in den beiden Spaltkanten $A_1$ und $A_2$ liegen, den Anschluß an die durch die Reflexion an den Wänden entstandenen hellen Linien. Sie sind die Bäuche der stehenden Wellen. Für große Entfernungen vor einem kleinen Spalt verlaufen die Parabeln sehr flach und nähern sich einer Geraden. Die Front der vor den Wänden stehenden Wellen wird durch den Spalt nicht unterbrochen.

### e) Die Reflexion an einem Parabelschirm.

Ein Kreiswellensender im Brennpunkt des Schirmes.

Diskussion des Momentbildes (Bild 19).

Man sieht zwei Nullwertsparabelsysteme. Das eine System ist von der Zeit unabhängig, es ist nach der Seite wie die Parabelwand geöffnet. Das andere

Diskussion des Zeitbildes (Bild 20).

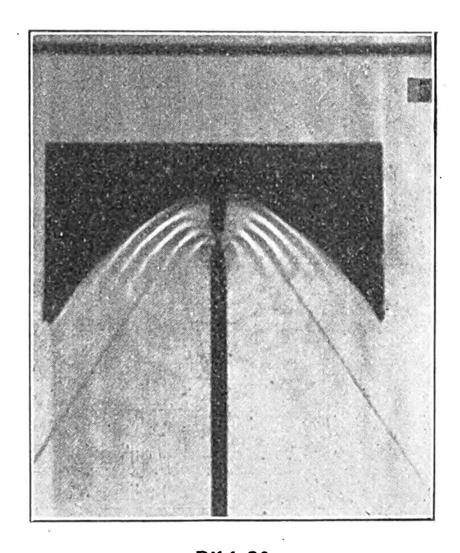


Bild 20.
Zeitaufnahme der Reflexion von Kreiswellen an einem Parabelschirm.

Parabelsystem ist zeitlich veränderlich, es ist entgegengesetzt geöffnet. Doch tritt das System der zeitlich veränderlichen Parabeln weniger deutlich hervor. Von der Verbindungslinie Brennpunkt—Scheitel schnüren sich wieder die Minima und Maxima ab und wandern zwischen den konstanten Parabeln heraus. Der Schirm selbst fällt mit der größten dieser Parabeln zusammen.

Die sichtbaren hellen Streifen sind die Bahnen der Minima und Maxima.

Die Reflexion von Frontalwellen an einem Parabelschirm.

Diskussion des Momentbildes (Bild 21).

Das Momentbild zeigt hauptsächlich die Interferenz der primären Frontalwellen mit den an der

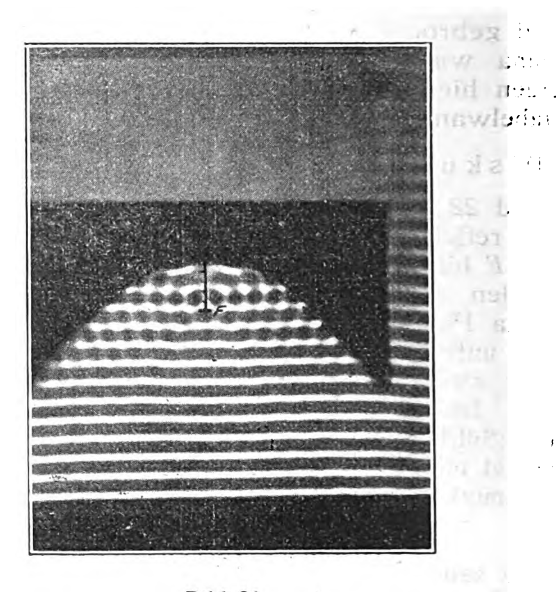


Bild 21.
Momentaufnahme der Reflexion von Frontalwellen an einem Parabelschirm.

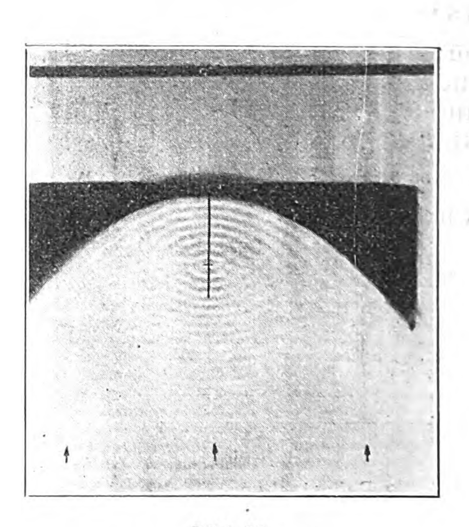


Bild 22.
Zeitaufnahme der Reflexion von Frontalwellen an einem Parabelschirm.

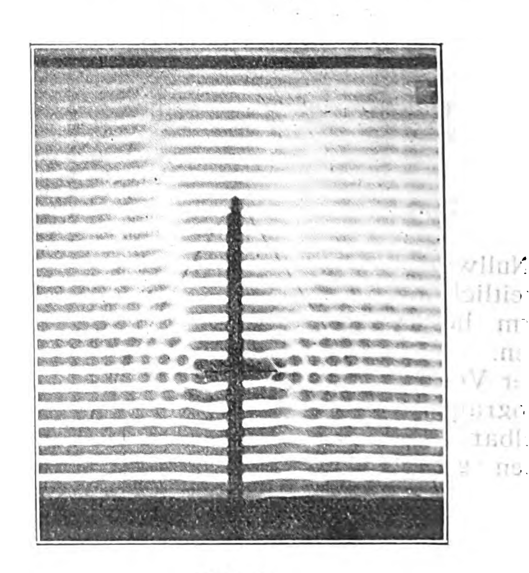


Bild 23.
Momentaufnahme einer schwingenden Wand.



Digitized by Google

Wand gebrochenen Frontalwellen. Die Maxima und Minima wandern zur Verbindungslinie $SF$ hin und werden hier förmlich aufgesaugt. ($S$ = Scheitel der Parabelwand, $F$ = ihr Brennpunkt.)

Diskussion des Zeitbildes (Bild 22).

Bild 22 zeigt eine Zeitaufnahme. Die von der Wand reflektierten Frontalwellen werden zum Brennpunkt $F$ hingebrochen. Die Interferenz mit den Frontalwellen ergibt als Bahnkurven der Maxima und Minima Parabeln, die ähnlich wie die Wand liegen (nach unten geöffnet). Die reflektierenden Frontalwellen werden im Brennpunkt gesammelt und divergieren. Die Interferenz mit den Frontalwellen erzeugt im Zeitbild ein neues Parabelsystem, das nach oben geöffnet ist. Der Brennpunkt beider Systeme ist der Brennpunkt $F$ der Wand.

**f) Die schwingende Wand.**

Sie sendet eine, der ankommenden Frontalwelle um 90° nacheilende Welle aus. Die Wand steht senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Frontalwellen.

Diskussion des Momentbildes (Bild 23).

Gegenüber dem Momentbild 6 bietet die Photographie nichts wesentlich Neues. Rücken die beiden Schirmkanten zu einem Punkt zusammen, so erhalten wir direkt die Bilder für den schon behandelten Resonator. Auf allen Bildern erkennt man die Lage

Diskussion des Zeitbildes (Bild 24).

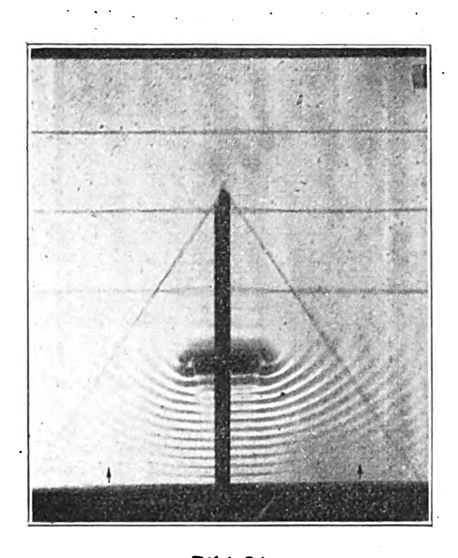


Bild 24.
Zeitaufnahme einer schwingenden Wand.

der Nullwertskurven. Die nach oben geöffneten, sind die zeitlich konstanten Nullwertskurven. Hinter dem Schirm liegt das Gebiet der rein fortschreitenden Wellen.

Der Vergleich mit Bild 10 zeigt die Identität beider Photographien. Nur ist in Bild 24 die Front der unmittelbar vor der Wand sich ausbildenden stehenden Wellen größer. Die Wandbreite beträgt ein Vielfaches des ins Wasser eintauchenden größten Radius des Resonators des Bildes 10.

Die hellen Streifen liegen in Abständen von $\frac{3\lambda}{8}$, $\frac{7\lambda}{8}$, $\frac{11\lambda}{8}$ vor der Wand.

**IV. Zusammenfassung.**

1. Es werden mittels Wasserwellen Analogien zu elektromagnetischen Strahlungsvorgängen untersucht und diskutiert.
2. Durch Ansetzen der Gleichungen transversaler Schwingungen werden eine Reihe besonders charakteristischer Fälle analytisch und graphisch behandelt.
3. Es wird eine Anordnung beschrieben, die ein Analogon zu einer im elektrischen Wechselfeld befindlichen abgestimmten Sonde gibt. Die primären Wasserwellen erzeugt ein in das Wasser periodisch eintauchender Ball. Von diesen Wellen wird ein abgestimmtes mechanisches System, das künstlich entdämpft ist, angestoßen. Besteht zwischen den primären Wasserwellen und dem schwingungsfähigen mechanischen System Resonanz, so sendet dieser Resonator selbst sekundäre Wellen aus.
4. Da die gewünschten Resonanzschwingungen nur in kurzen Zeitmomenten auftreten, wird eine neu gebaute Apparatur beschrieben, die den Resonator mechanisch mit dem primären Sender koppelt. Die Phase zwischen dem Resonator und dem primären Sender kann beliebig geregelt werden. Das Wasserbassin, das einen durchsichtigen Boden besitzt, wird von oben beleuchtet und die gebrochenen Strahlen von einem Schirm aufgefangen und die entstehenden Bilder photographiert. Die Auslösung des Photographenapparates in den gewünschten Zeitmomenten geschieht automatisch. Um die Reflexion der Wasserwellen an den Rändern des Bassins zu vermeiden, wurden die Ränder abgeflacht.
5. Es wird die Brechung des Lichtes durch die Wasserwellen diskutiert und es werden die Momentbilder am Schirm aus den Höhenlinienbildern abgeleitet. Insbesondere wird auf den Zusammenhang zwischen Zeit- und Momentphotographien hingewiesen.
6. Durch Zeit- und Momentphotographien werden die im theoretischen Teil behandelten Interferenzfälle bildlich dargestellt und die Übereinstimmung der theoretischen und praktischen Ergebnisse gezeigt, Als Ergänzung werden noch die Wellenbilder an einem Spalt sowie bei einer schwingenden Wand photographiert und besprochen.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. M. Dieckmann für die vielen Anregungen zur vorliegenden Arbeit, sowie für die Ausführung der notwendigen Apparate in den Werkstätten der Drahtlos-telegraphischen und Luftelektrischen Versuchsstation Gräfelfing, zu danken.

(Eingegangen am 6. Juni 1929.)

Digitized by Google

# Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen, deren einzelne Elemente in Oberschwingungen erregt werden.

Von **Gerhard Gresky**, Berlin-Tempelhof.

**Inhaltsübersicht:**



## I. Einleitung.

Zur Erzielung gerichteter Charakteristiken in der Horizontalebene bedient man sich der Kombination zweier oder mehrerer Antennen. Sind diese Antennen in der Grundschwingung erregt, so erhält man die maximale Energie für Strahlen, die in der Horizontalebene verlaufen, während für geneigt einfallende Strahlen die Energie mit wachsendem Einfallswinkel abnimmt, um für einen Einfallswinkel von 90° zu Null zu werden. Über derartige Richtcharakteristiken sind Untersuchungen namentlich von Esau[1], Bouthillon[2], Mesny[3] und Chireix[4]) angestellt worden. Eine systematische Behandlung von Kombinationen zweier oder mehrerer, ungerichteter oder gerichteter Antennen und eine übersichtliche Beurteilung der dabei erzielten Charakteristiken hinsichtlich ihrer Richtschärfe enthalten die Arbeiten von A. Esau.

Antennen, die in höheren harmonischen Schwingungen erregt werden, zeigen scharfe Richtcharakteristiken in der Vertikalebene. Berechnungen und experimentelle Untersuchungen über die Strahlung derartiger Antennen finden sich in Arbeiten von Abraham[5], v. d. Pol[6], Levin und Young[7] und Bergmann[8]. Bei Verwendung solcher Antennen als Sendeantennen erfolgt die Strahlung je nach der Ordnungszahl der Schwingung, in der die Antenne erregt ist, unter bestimmten Neigungswinkeln zur Horizontalebene, was vor allem bei Verwendung kurzer Wellen von Vorteil sein kann. Der Zweck der vorliegenden Arbeit soll es sein, Kombinationen derartiger Antennen zu untersuchen, die neben den Richtcharakteristiken in der Vertikalebene noch solche in der Horizontalebene zeigen werden. Dabei hat die Untersuchung gleichmäßige Gültigkeit für Senden und Empfang. Man wird also beim Senden die unter bestimmten Neigungswinkeln zur Horizontalebene erfolgende Strahlung außerdem noch in der Horizontalebene begrenzen können oder beim Empfang nur unter bestimmten Neigungswinkeln und aus bestimmten Richtungen einfallende Strahlen empfangen können.

## II. Formeln und Hilfsmaterial zur Ermittlung der Charakteristiken.

Für die vorliegende Untersuchung sollen zunächst folgende vereinfachende Annahmen gemacht werden:

1. Die Amplituden in den verschiedenen Strombäuchen längs der linearen Antennen seien gleich.
2. Die Charakteristik der einzelnen Antenne sei unbeeinflußt durch den Erdboden.

Die erste Annahme liegt allen über dieses Gebiet angestellten Berechnungen zugrunde und hat nach experimentellen Untersuchungen von Bergmann[8] zur Folge, daß infolge der in den Strombäuchen längs der Antenne abnehmenden Amplituden die Amplituden in den Richtcharakteristiken teilweise kleiner und teilweise größer sind, als nach der unter der vereinfachenden Annahme aufgestellten Theorie zu erwarten ist, während Maxima und Minima der Charakteristiken ihrer Richtung nach erhalten bleiben.

Die zweite Annahme ist streng nur erfüllt für horizontale Antennen, die genügende Entfernung vom Boden haben, wie es bei den Versuchen von Bergmann zutrifft. Der Einfluß des Erdbodens auf die Charakteristiken vertikaler Antennen, namentlich in Abhängigkeit ihrer Entfernung vom Boden, ist in der Arbeit von Levin und Young berücksichtigt und untersucht. Mit Hilfe der in dieser Arbeit angegebenen

[1] A. Esau, Richtcharakteristiken von Antennen-Kombinationen Jahrbuch für drahtlose Telegraphie u. Telephonie 27, S. 142, 1926; 28, S. 1 und 147, 1926.

[2] L. Bouthillon, L'optique et telegraphie sans fils. L'onde électrique 4, S. 287, 1925; 5, S. 577, 1926; 6, S. 97, 1927.

[3] R. Mesny, L'onde électrique 6, S. 181, 1927.

[4] H. Chireix, Emission des ondes courtes par antennes dirigées. Radioélectricité, Bulletin Technique, 1924, Nr. 64.

[5] M. Abraham, Eigenschwingungen des stabförmigen Erregers. Ann. d. Physik, 66, S. 435, 1898. Funkentelegraphie und Elektrodynamik. Physik Zeitschrift, 22, S. 329, 1901.

[6] B. van der Pol junr., Ueber die Wellenlängen und Strahlung mit Kapazität und Selbstinduktion beschwerter Antennen. Jahrb. f. drahtl. Telegr. 13, S. 217, 1918.

[7] S. A. Levin und C. J. Young, Field distribution and radiation resistance of a straight vertical unloaded antenna radiating at one of its harmonics. Proceeding of the Inst. of Radio Eng. 14, S. 675, 1926.

[8] L. Bergmann, Messungen im Strahlungsfelde einer in Grund- und Oberschwingungen erregten stabförmigen Antenne, Ann. d. Physik, 82, S. 504, 1927.

Digitized by Google

Formeln für die Charakteristiken lassen sich dann auch leicht diese Fälle auf die vorliegende Arbeit übertragen.

Die Charakteristiken der einzelnen Antennen seien in Polarkoordinaten dargestellt durch die Funktionen

$$r_1 = r_1\ (\alpha, \beta, \gamma)$$
$$r_2 = r_2\ (\alpha, \beta, \gamma),$$

wobei $\alpha$ den Winkel bedeutet, den die Strahlrichtung mit einer in der Horizontalebene als fest angenommenen Richtung bildet, $\beta$ den Neigungswinkel gegen die Horizontalebene und $\gamma$ den Winkel, um den die Polarisationsebene aus der normalen Lage herausgedreht ist.

Für die Charakteristik der Kombination mehrerer Antennen erhält man, wenn $\omega$ die einer Wellenlänge $\lambda$ entsprechende Kreisfrequenz bedeutet,

$$R = r_1 (\alpha, \beta, \gamma) \sin \omega t + r_2 (\alpha, \beta, \gamma) \sin (\omega t + \varphi_1) + r_3 (\alpha, \beta, \gamma) \sin (\omega t + \varphi_2) + \dots,$$

wobei $\varphi_x$ die Phasendifferenz zwischen der ersten und der $(x+1)$ ten Antenne bedeutet.

In Anlehnung an die Arbeiten Esau's sei auch hier zwischen Serien- und Parallelstellung der Antennen unterschieden, wobei für die Serienstellung die in der Horizontalebene als fest angenommene Richtung mit der Verbindungslinie der Antennen zusammenfällt, während sie für die Parallelstellung senkrecht auf dieser steht.

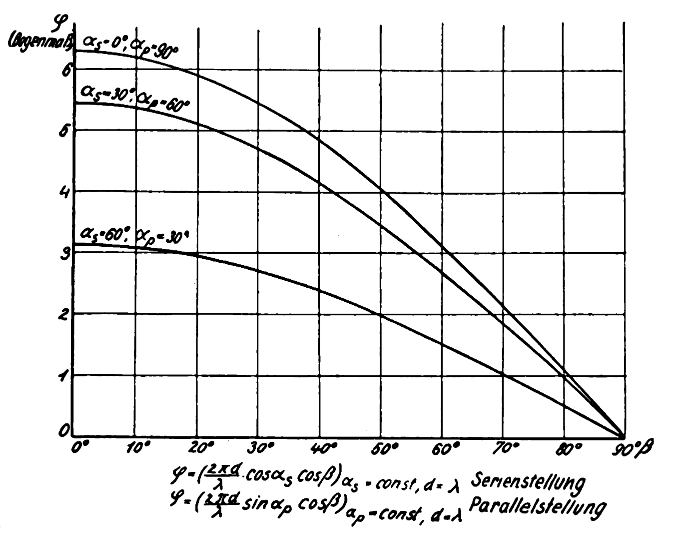



Bild 1.

**Abhängigkeit der Phasendifferenz zweier Antennen vom Neigungswinkel $\beta$ bei verschiedenen Winkeln $\alpha$.**

Unter diesen Gesichtspunkten haben die Phasendifferenzen zwischen den Antennen nach Esau folgende Werte:

$$\text{für die Serienstellung } \varphi_x = \frac{2\pi d_x}{\lambda} \cos\alpha \quad \cos\beta,$$

$$\text{für die Parallelstellung } \varphi_x = \frac{2\pi d_x}{\lambda} \sin\alpha \quad \cos\beta,$$

wobei $d_x$ den Abstand zwischen der ersten und der $(x+1)$ ten Antenne bedeutet.

Diesen „natürlichen" Phasendifferenzen lassen sich noch „Kunstphasen" zufügen, die sich am einfachsten in Beträgen von 0° und 180° erzeugen lassen.

Um die Charakteristiken beliebiger Kombinationen von beliebigen Antennen ohne umständliche Rechnungen ermitteln zu können, soll eine graphische Methode Anwendung finden. Sind die Charakteristiken der einzelnen Antennen bekannt, so findet man die Charakteristik ihrer Kombination durch vektorielle Addition der Einzelcharakteristiken unter Berücksichtigung der für die entsprechenden Winkel zwischen den einzelnen Antennen bestehenden Phasendifferenzen.

Es soll zunächst ein übersichtliches Material zusammengestellt werden, an Hand dessen man die Charakteristiken der Kombinationen leicht ermitteln kann.

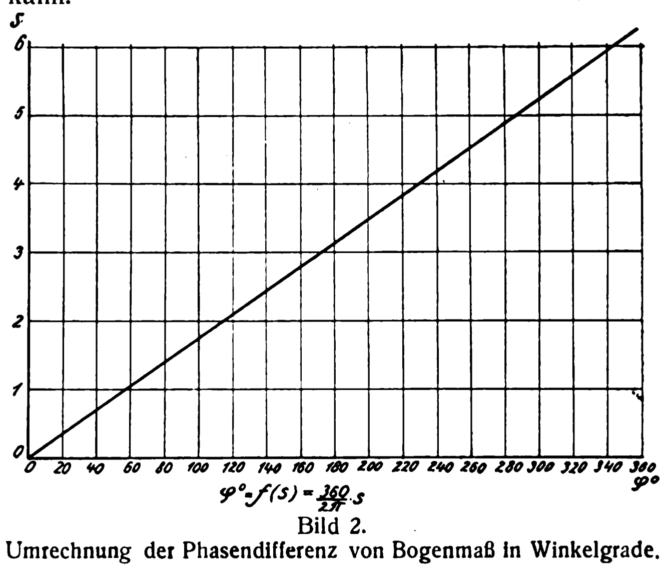



Bild 2.

**Umrechnung der Phasendifferenz von Bogenmaß in Winkelgrade.**

Zur einfachen Bestimmung der Phasendifferenz zwischen zwei Antennen ist in Bild 1 die Abhängigkeit der natürlichen Phasenverschiebung $\varphi$ vom Winkel $\beta$ für verschiedene Winkel $\alpha$ und ein Abstandsverhältnis der Antennen von $d/\lambda = 1$ für Serien- und Parallelstellung graphisch aufgetragen. Für ein beliebiges anderes Abstandsverhältnis $d/\lambda$ hat man dann nur den aus der Kurve gefundenen Wert für $\varphi$ mit $d/\lambda$ zu multiplizieren. Bild 2 gestattet es, die so im Bogenmaß gefundene Phasenverschiebung in Winkelgraden auszudrücken.

Die Charakteristiken der einzelnen Antennen sind nach Abraham für solche, die in ungeraden harmonischen Schwingungen erregt werden:

$$r_{\text{ungerade}} = a \cos\gamma \cdot \frac{1}{\cos\beta} \cos\left(\frac{n\pi}{2} \sin\beta\right),$$

für solche, die in geraden harmonischen Schwingungen erregt werden:

$$r_{\text{gerade}} = a \cos\gamma \cdot \frac{1}{\cos\beta} \sin\left(\frac{n\pi}{2} \sin\beta\right),$$

wobei $n$ die Ordnungszahl der Schwingung bedeutet.

Im folgenden sollen nur Kombinationen von Antennen betrachtet werden, die in der zweiten und dritten harmonischen Schwingung erregt werden, da in noch höheren Schwingungen erregte Antennen ein ähnliches Verhalten wie diese zeigen werden.

Die Charakteristiken dieser beiden Antennenarten sollen hier noch wiedergegeben werden:

| $\beta$ | 0° | 10° | 20° | 30° | 35° | 40° | 47° | 50° | 60° | 70° | 80° | 90° |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $n = 2$ | 0 | 0,53 | 0,94 | 1,16 | 1,19 | 1,17 | — | 1,05 | 0,82 | 0,55 | 0,27 | 0 |
| $n = 3$ | 1 | 0,69 | 0,04 | 0,82 | — | 1,30 | 1,40 | 1,39 | 1,20 | 0,84 | 0,41 | 0 |

Digitized by Google

Die Drehung der Polarisationsebene aus ihrer normalen Lage bewirkt für die Einzelantenne und ebenso für die Kombination mehrerer Antennen eine Verminderung der Amplitude im Verhältnis des Kosinus des Drehwinkels, hat aber auf die Form der entstehenden Charakteristik keinen Einfluß. Im folgenden soll deswegen der Winkel $\gamma$ immer zu 0° angenommen werden, d. h. es soll die Voraussetzung normal polarisierter Wellen gemacht werden.

Die Charakteristiken für die Kombinationen zweier Antennen sind nur in einem Quadranten dargestellt, da sie ja in den übrigen vollkommen symmetrisch zu diesem verlaufen.

## III. Kombination zweier in den gleichen Oberschwingungen erregter Antennen.

a) Serienstellung zweier Antennen mit einer zusätzlichen Kunstphase von 180°.

Die allgemeine Formel der Charakteristik lautet für diesen Fall:

$$R = r(\alpha, \beta, \gamma) \sin \omega t$$

$$+ r(\alpha, \beta, \gamma) \sin\left(\omega t + \frac{2\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta + \pi\right).$$

In der Vertikalebene treten Nullstellen auf, wo die Einzelantennen bereits Nullstellen besitzen, und außerdem für $\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta = 0$, also für die ganze Ebene $\alpha = 90°$. In der Horizontalebene hat man unabhängig von dem Neigungswinkel $\beta$, sofern für diesen nicht die Strahlung der Einzelantenne verschwindet, Nullstellen nur für $\alpha = 90°$ und 270°. In der Vertikalebene wird die Maximalamplitude erreicht, wenn für den Winkel $\beta$, für den die Charakteristik der Einzelantenne ein Maximum hat und der mit $\beta_{max}$ bezeichnet werden soll, die beiden Antennen eine natürliche Phasenverschiebung von 180° haben, d. h. wenn $\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta_{max} = \pi$ wird. Die Ebene, in der diese Maximalamplitude auftritt, ist also gegeben durch die Bedingung $\cos\alpha = \frac{1}{2\, d/\lambda \cos\beta_{max}}$, wenn nur

$$d/\lambda > \frac{1}{2\cos\beta_{max}} \text{ ist.}$$

Unter diesen Bedingungen wird die Maximalamplitude doppelt so groß wie die der Einzelantenne. Für kleinere $d/\lambda$ wird die größte Amplitude immer unterhalb dieses Wertes liegen.

In der Ebene $\alpha = 0°$ wird die höchsterzielbare Amplitude für ein Abstandsverhältnis $d/\lambda = \frac{1}{2\cos\beta_{max}}$ erreicht. In diesem Fall hat man in der Horizontalebene für Strahlen mit dem Neigungswinkel, unter dem die Maximalamplitude erreicht wird, nur zwei Maxima bei 0° und 180°, während man in allen anderen Fällen, für die die Maximalamplitude überhaupt erreicht wird, vier Maxima in der Horizontalebene erhält. Es hat deswegen die Charakteristik, für die die Maximalamplitude in die Ebene $\alpha = 0°$ fällt, gegenüber den anderen gewisse Vorteile.

Da die Kombination zweier in der Grundschwingung erregter Antennen schon in der erwähnten Arbeit Esau's enthalten ist, soll hier gleich zur Kombination von Antennen, die in Oberschwingungen erregt sind, übergegangen werden.

### 1. Kombination zweier in der ersten Oberschwingung erregter Antennen.

In Bild 3 sind die Charakteristiken für die Einzelantenne und für die Kombination zweier Antennen bei

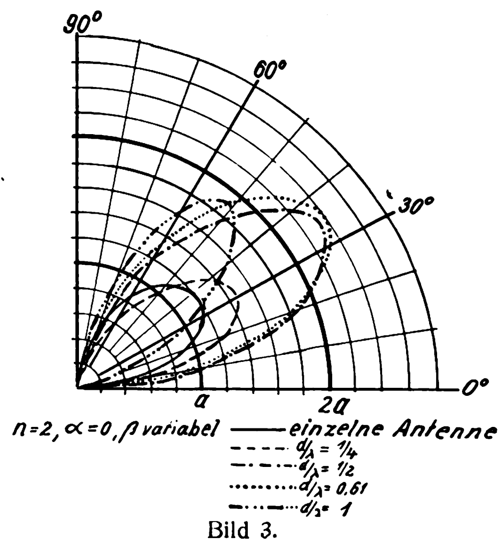



Bild 3.

**Bild 3 bis Bild 12. Serienstellung zweier Antennen.**

verschiedenem Abstandsverhältnis $d/\lambda$ in der Vertikalebene $\alpha = 0°$ dargestellt. Die Maximalamplitude in dieser Ebene ergibt sich, da für die erste Oberschwingung $\beta_{max} = 35°$ ist, für ein Abstandsverhältnis von $d/\lambda = \frac{1}{2\cos 35°} = 0{,}61$. Für diesen Fall liegt das Maximum bei dem gleichen Neigungswinkel $\beta$ wie für die Einzelantenne. Für andere $d/\lambda$ sind die Maxima nach größeren oder kleineren Winkeln verschoben.

Zwischen den beiden Antennen herrscht eine Phasenverschiebung von 360°, wenn die natürliche Phasenverschiebung 180° beträgt, d. h. für $\alpha = 0°$ bei $\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\beta = \pi$ oder bei $\cos\beta = \frac{1}{2\, d/\lambda}$. Für diesen Winkel $\beta$ wird bei einem bestimmten $d/\lambda$ das Maximum erreicht, sofern nicht auf Grund der mit der Entfernung von $\beta_{max}$ sinkenden Amplitude der Charakteristik der Einzelantenne das Maximum bei einem Neigungswinkel auftritt, der dem Winkel $\beta_{max}$ näherliegt, als der nach der Phasenbedingung errechnete. Es wird aber jedenfalls, wenn $d/\lambda < \frac{1}{2\cos\beta_{max}}$ ist, das Maximum der Charakteristik der Kombination nach kleineren Winkeln $\beta$ und wenn $d/\lambda > \frac{1}{2\cos\beta_{max}}$ ist, nach größeren Winkeln $\beta$ verschoben sein. Diese Überlegung findet man auch in Bild 3 bestätigt.

Zur Beurteilung der Richtschärfe der Kombinationen sind analog zur Arbeit Esau's in Tabelle 1 die Verhältnisse der Amplituden für verschiedene Winkel $\beta$, gerechnet von dem Winkel aus, unter dem das Maximum auftritt, zur Maximalamplitude einge-

Digitized by Google

tragen. Dabei sind mit + die Winkel bezeichnet, die größer als $\beta_{max}$, mit — solche, die kleiner sind.

Tabelle 1.

| | Einzelant. | $d/\lambda = 1/4$ | $d/\lambda = 1/2$ | $d/\lambda = 0{,}61$ | $d/\lambda = 1$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{r_\beta = +10^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,96 | 0,96 | 0,86 | 0,90 | 0,87 |
| $\frac{r_\beta = +20^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,82 | 0,92 | 0,64 | 0,69 | 0,50 |
| $\frac{r_\beta = +30^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,57 | 0,68 | 0,41 | 0,37 | 0,15 |
| $\frac{r_\beta = +40^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,385 | 0,22 | (0,13) | (0,16) | 0,00 |
| $\frac{r_\beta = -10^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,88 | 0,86 | 0,87 | 0,87 | 0,83 |
| $\frac{r_\beta = -20^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,535 | 0,48 | 0,63 | 0,59 | 0,50 |
| $\frac{r_\beta = -30^\circ}{r_\beta \max}$ | (0,17) | 0,00 | (0,26) | (0,16) | 0,20 |
| $\frac{r_\beta = -40^\circ}{r_\beta \max}$ | / | / | / | / | 0,03 |

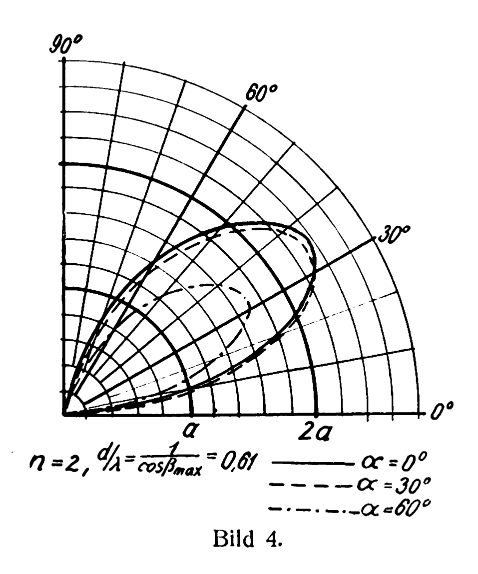



Bild 4.

Die Richtschärfe ist für die Kombinationen, abgesehen von solchen mit kleinem $d/\lambda$, z. B. $d/\lambda = 1/4$ besser als für die Einzelantenne. Sie ist außerdem verschieden auf beiden Seiten des Winkels, unter dem die Maximalamplitude auftritt. Am besten ist sie unter den betrachteten Fällen für $d/\lambda = 1$.

Da zur Erzielung einer möglichst großen Amplitude ein Abstandsverhältnis der beiden Antennen unterhalb des Wertes $d/\lambda = \frac{1}{2 \cos \beta_{max}}$ ungünstig ist und außerdem auch die Richtschärfe schlechter wird, so sollen hier zwei Fälle näher untersucht werden, von denen man günstige Resultate erhoffen kann, und zwar einmal die Kombination für ein Abstandsverhältnis $d/\lambda = \frac{1}{2 \cos \beta_{max}}$, für das in der Horizontalebene für Strahlen mit dem Neigungswinkel, für den das Maximum erreicht wird, nur zwei Maxima vorhanden sind, und dann für ein Abstandsverhältnis $d/\lambda = 1$, für das in der Vertikalebene $\alpha = 0^\circ$ unter den betrachteten Fällen die schärfste Charakteristik erhalten wurde.

In Bild 4 sind für das Abstandsverhältnis $d/\lambda = \frac{1}{2 \cos \beta_{max}} = 0{,}61$ die Charakteristiken in den Vertikalebenen $\alpha = 0^\circ$, $30^\circ$ und $60^\circ$ eingetragen. Tabelle 2 enthält zur Beurteilung der Richtschärfen in den verschiedenen Vertikalebenen die erwähnten Amplitudenverhältnisse.

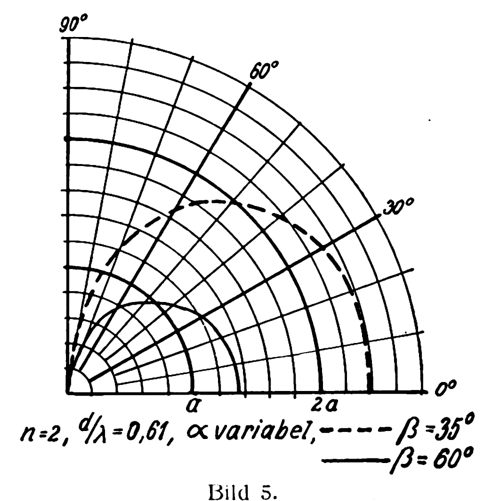



Bild 5.

Tabelle 2.

| | $\alpha = 0^\circ$ | $\alpha = 30^\circ$ | $\alpha = 60^\circ$ |
|---|---|---|---|
| $\frac{r_\beta = +10^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,90 | 0,90 | 0,93 |
| $\frac{r_\beta = +20^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,69 | 0,69 | 0,71 |
| $\frac{r_\beta = +30^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,37 | 0,38 | 0,465 |
| $\frac{r_\beta = -10^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,87 | 0,90 | 0,79 |
| $\frac{r_\beta = -20^\circ}{r_\beta \max}$ | 0,59 | 0,60 | 0,47 |
| $\frac{r_\beta = -30^\circ}{r_\beta \max}$ | 0.16 | 0,15 | 0,00 |

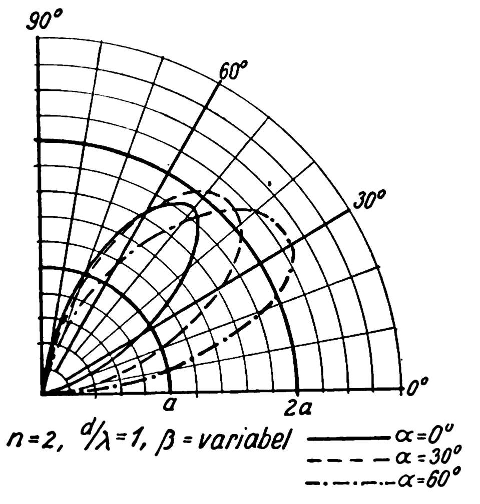



Bild 6.

Die Richtschärfen sind auch hierbei wieder verschieden nach den beiden Seiten des Winkels, unter dem das Maximum eintritt, und unterscheiden sich in den verschiedenen Vertikalebenen nicht erheblich voneinander. Die Maximalamplitude wird mit wachsen-

Digitized by Google

dem Winkel $\alpha$ immer kleiner. Dieses Verhalten zeigt noch deutlicher das Bild 5, in der die Charakteristiken in der Horizontalebene für Neigungswinkel von $\beta = 35^\circ$, unter dem die maximale Strahlung auftritt, und $\beta = 60^\circ$ dargestellt sind.

Ein etwas anderes Verhalten zeigen die Charakteristiken für ein Abstandsverhältnis $d/\lambda = 1$, das Bild 6 für die Vertikalebenen $\alpha = 0^\circ$, $30^\circ$ und $60^\circ$ zeigt. Hier ist keine beständige Abnahme des Maximums mit wachsendem $\alpha$ vorhanden, da ja das absolute Maximum nicht in der Vertikalebene $\alpha = 0^\circ$ eintritt, sondern in der Ebene für die $\cos\alpha = \frac{1}{2\, d/\lambda \cos\beta_{max}} = \frac{1}{2\cos 35} = 0{,}61$ ist, d. h. in der Ebene $\alpha = 52^\circ\ 25'$ für einen Neigungswinkel $\beta = 35^\circ$.

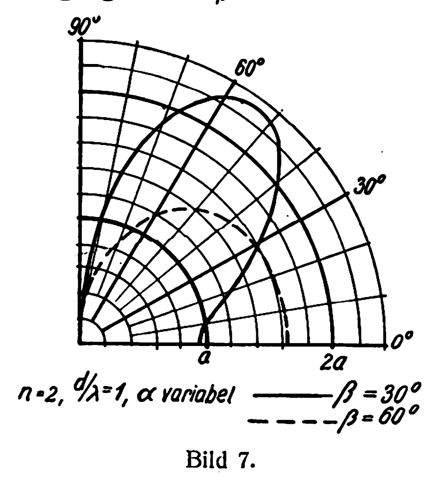



Bild 7.

Je nach dem Neigungswinkel $\beta$ erhält man in der Horizontalebene Charakteristiken mit zwei Maxima und zwei Nullstellen (Bild 7, $\beta = 60^\circ$) oder mit vier Maxima, wobei außer den immer auftretenden Nullstellen bei $\alpha = 90^\circ$ bzw. $270^\circ$ noch zwei Minima bei $\alpha = 0^\circ$ und $180^\circ$ auftreten, die z. B. bei einem Neigungswinkel von $\beta = 30^\circ \backsim 41\%$ der Maximalamplitude betragen (Bild 7, $\beta = 30^\circ$).

Die Maxima in den Vertikalebenen liegen nicht bei dem gleichen Neigungswinkel $\beta$, sondern verschieben sich mit wachsendem $\alpha$ nach kleineren Neigungswinkeln hin. Diese Tatsache erkennt man auch durch die Überlegung, daß eine Phasenverschiebung von $360^\circ$, also eine natürliche Phasenverschiebung von $180^\circ$, dann zwischen den beiden Antennen herrscht, wenn $\frac{2\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta = \pi$ ist, also für eine beliebige Ebene $\alpha$ bei einem Neigungswinkel, für den $\cos\beta = \frac{1}{2\, d/\lambda \cos\alpha}$ ist. An dieser Stelle oder wenigstens in der Nähe dieser Stelle wird das Maximum liegen, d. h. aber, daß sich mit wachsendem $\alpha$ das Maximum nach kleineren Winkeln $\beta$ verschiebt und daß diese Verschiebung um so größer ist, je größer das Abstandsverhältnis $d/\lambda$ ist. Das zeigt sich auch bei Vergleich des Bildes 6 mit Bild 4, bei dem entsprechend dem kleineren $d/\lambda$ die Verschiebung des Maximums nur sehr gering ist. Die Richtschärfe in der Vertikalebene für $d/\lambda = 1$ wird mit wachsendem $\alpha$ geringer, wie aus Tabelle 3 zu entnehmen ist.

Ein Vergleich mit den Richtschärfen für $d/\lambda = 0.61$ (Tabelle 2) zeigt, daß die Richtschärfe für $d/\lambda = 1$ nur in der Vertikalebene $\alpha = 0^\circ$ besser, in den anderen Ebenen teilweise gleich, teilweise auch schlechter ist.

Tabelle 3.

| | $\alpha = 0^\circ$ | $\alpha = 30^\circ$ | $\alpha = 60^\circ$ |
|---|---|---|---|
| $\frac{r_{\beta = +10^\circ}}{r_{\beta\,max}}$ | 0,87 | 0,875 | 0,96 |
| $\frac{r_{\beta = +20^\circ}}{r_{\beta\,max}}$ | 0,50 | 0,55 | 0,77 |
| $\frac{r_{\beta = +30^\circ}}{r_{\beta\,max}}$ | 0,15 | 0,23 | 0,51 |
| $\frac{r_{\beta = -10^\circ}}{r_{\beta\,max}}$ | 0,83 | 0,92 | 0,83 |
| $\frac{r_{\beta = -20^\circ}}{r_{\beta\,max}}$ | 0,50 | 0,665 | 0,48 |
| $\frac{r_{\beta = -30^\circ}}{r_{\beta\,max}}$ | 0,20 | 0,36 | 0,00 |

Da in den Vertikalebenen bei verschiedenen Abstandsverhältnissen $d/\lambda$ keine erheblichen Unterschiede in den Richtschärfen vorhanden sind, so werden vor allem die Charakteristiken in der Horizontalebene maßgebend sein, wobei für $d/\lambda = 0.61$ der Vorteil darin besteht, daß fast für alle Neigungswinkel in der Horizontalebene nur zwei Maxima vorhanden sind, während sich z. B. für $d/\lambda = 1$ die Maxima mit Änderung des Neigungswinkels stark verschieben und außerdem in ihrer Zahl ändern.

### 2. Kombination zweier in der zweiten Oberschwingung erregter Antennen.

Analog der Kombination zweier in der ersten Oberschwingung erregter Antennen werden jetzt

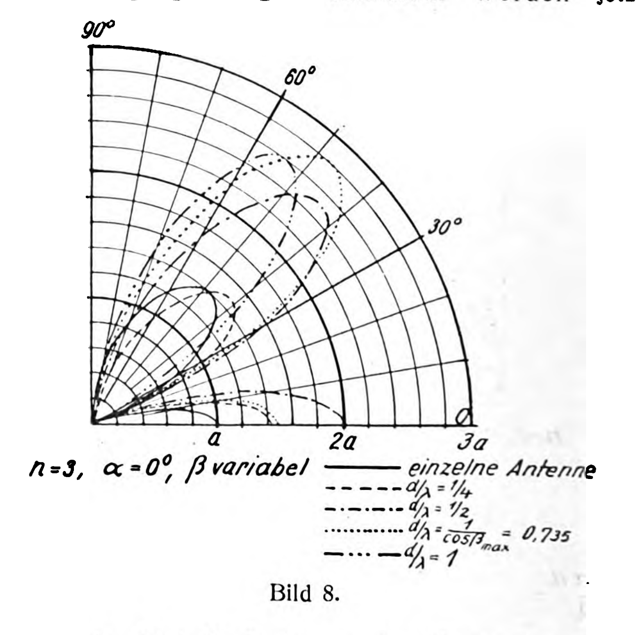



Bild 8.

solche betrachtet, die in der zweiten Oberschwingung erregt sind, von denen die Einzelantenne außer einem Maximum bei $\beta = 47^\circ$ noch ein kleineres bei $\beta = 0^\circ$ besitzt.

In dem Bild 8 sind wieder in der Vertikalebene $\alpha = 0^\circ$ die Charakteristiken der Einzelantenne und der Kombination zweier Antennen bei verschiedenem


Digitized by Google

Abstandsverhältnis $d/\lambda$ eingetragen. Im allgemeinen gilt das Gleiche, wie bei dem vorher betrachteten Fall. Das größte Maximum in dieser Ebene tritt für ein Abstandsverhältnis $d/\lambda = \frac{1}{2\cos 47^\circ} = 0{,}735$ auf. Es ist doppelt so groß, wie das der Einzelantenne und liegt unter dem gleichen Winkel $\beta_{max}$. Für $d/\lambda < \frac{1}{2\cos\beta_{max}}$

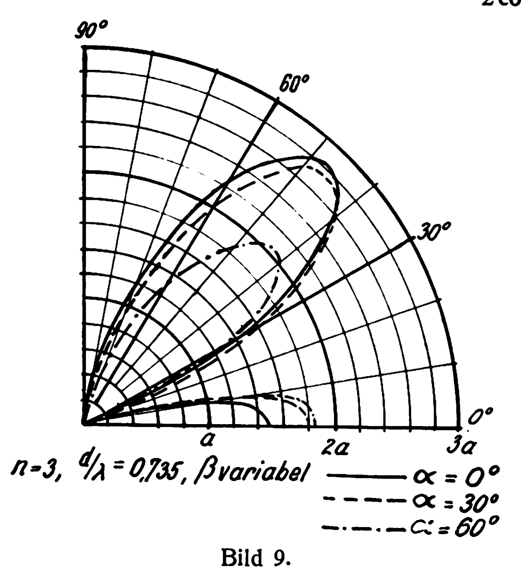



Bild 9.

verschiebt sich das Maximum nach kleineren, für $d/\lambda > \frac{1}{2\cos\beta_{max}}$ nach größeren Neigungswinkeln. Dabei ändert sich das Maximum für $\beta = 0^\circ$ in der Weise, daß das größte Maximum auftritt, wenn für $\beta = 0^\circ$ die natürliche Phasenverschiebung 180° wird, d. h.

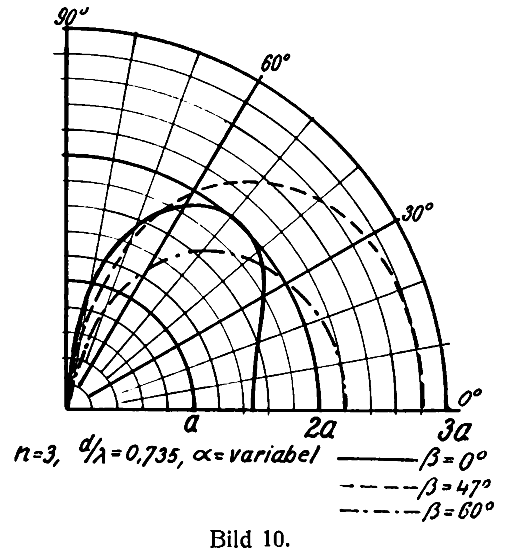



Bild 10.

für $\frac{2\pi d}{\lambda} = \pi$, also für $d/\lambda = \frac{1}{2}$. Es verschwindet vollkommen, wenn die natürliche Phasendifferenz 360° wird, also für $\frac{2\pi d}{\lambda} = 2\pi$ oder $d/\lambda = 1$. Nullstellen der Einzelantenne bleiben für sämtliche Kombinationen erhalten.

Nähere Untersuchungen der Kombinationen für $d/\lambda = \frac{1}{2\cos\beta_{max}}$ und $d/\lambda = 1$ ergeben ein entsprechendes Verhalten wie bei den Kombinationen zweier in der ersten Oberschwingung erregter Antennen. Bild 9 und 10 zeigen die Charakteristiken für $d/\lambda = 0.735$ in der Vertikal- und Horizontalebene. Im allgemeinen, besonders auch für den Fall des größten Maximums, erhält man in der Horizontalebene Charakteristiken mit zwei Maxima. Für kleinere

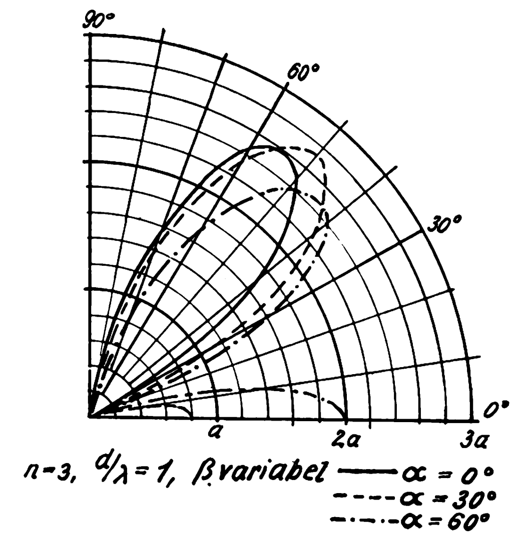



Bild 11.

Winkel treten mehrere Maxima mit dazwischenliegenden schwach ausgeprägten Minima auf.

Für $d/\lambda = 1$ (Bild 11 und 12) sind die Charakteristiken in der Horizontalebene je nach dem Neigungswinkel sehr verschieden. Man hat z. B. für $\beta = 0^\circ$ vier sehr scharf ausgeprägte Maxima (Bild 12) mit vier dazwischenliegenden Nullstellen, dann solche

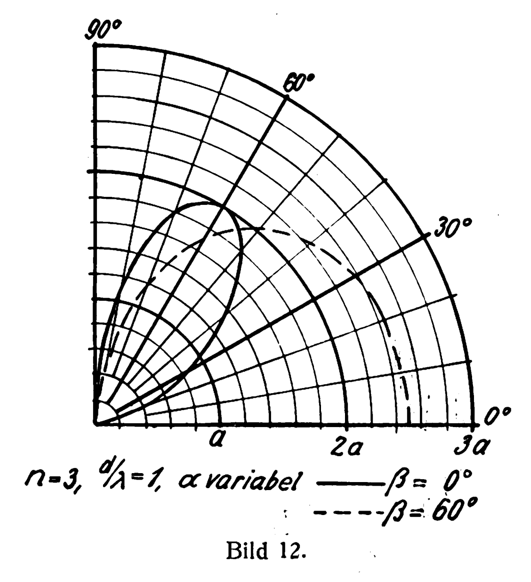



Bild 12.

mit vier Maxima und dazwischenliegenden Minima und für größere Neigungswinkel solche mit nur zwei Maxima (Bild 12, $\beta = 60^\circ$).

Im übrigen lassen sich die gleichen Betrachtungen wie für den Fall der ersten Oberschwingung anstellen: Verschiebung der Maxima in der Vertikalebene mit wachsendem $\alpha$ nach kleineren Neigungswinkeln hin und zwar größere Verschiebung für größeres und geringere für kleineres $d/\lambda$ (vgl. Bild 11 und 9). Analoge Beziehungen ergeben sich für die Richtschärfe.

Digitized by Google

b) **Parallelstellung zweier Antennen ohne zusätzliche Kunstphase.**

Die allgemeine Formel für diesen Fall lautet:

$$R = r(\alpha, \beta, \gamma) \sin \omega t + r(\alpha, \beta, \gamma) \sin \left(\omega t + \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \alpha \cos \beta\right)$$

In der Vertikalebene $\alpha = 0^\circ$ wird die Charakteristik $R = 2r$, also unabhängig vom Abstandsverhältnis $d/\lambda$. Die Richtschärfe ist daher in dieser Ebene gleich der Richtschärfe der Einzelantenne und daher geringer als für die Serienstellung zweier Antennen. Das Maximum in dieser Ebene ist immer das größte überhaupt, ist doppelt so groß wie das der Einzelantenne und liegt unter dem gleichen Neigungswinkel. Man hat also für die Parallelstellung in der Horizontalebene immer Charakteristiken mit nur zwei Maxima. Nullstellen in der Vertikalebene treten da auf, wo die Charakteristik der Einzelantenne solche besitzt und außerdem, wenn die Phase zwischen den beiden Antennen 180° wird, d. h. für

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \alpha \cos \beta = \pi.$$

Von allen möglichen Fällen interessiert besonders der, bei dem eine Nullstelle für $\alpha = 90^\circ$ eintritt. Diese Ebene ist aber im Gegensatz zur Serienstellung keine Nullebene, sondern es tritt nur eine Nullstelle für einen

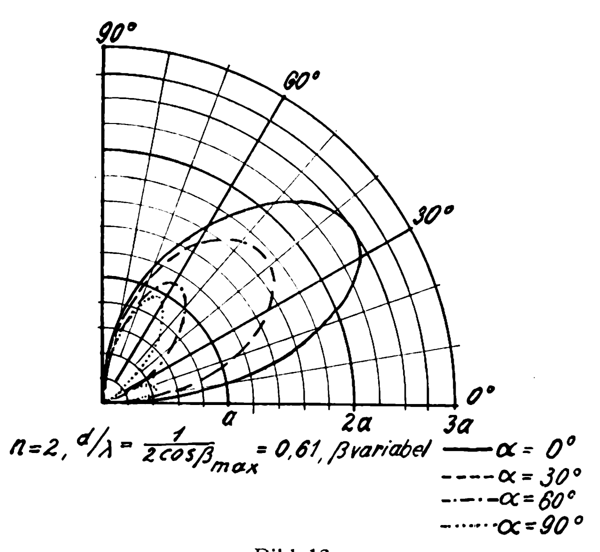



Bild 13.

**Bild 13 bis Bild 16. Parallelstellung zweier Antennen.**

Neigungswinkel auf, für den $\cos \beta = \frac{1}{2\, d/\lambda}$ ist. Je nach dem Abstandsverhältnis $d/\lambda$ liegt diese Nullstelle bei einem bestimmten Neigungswinkel. Man kann nun das Abstandsverhältnis so wählen, daß in der Ebene $\alpha = 90^\circ$ eine Nullstelle für den Winkel $\beta$ eintritt, für den in der Ebene $\alpha = 0^\circ$ das Maximum liegt. Es muß dann nur $d/\lambda = \frac{1}{2 \cos \beta_{\max}}$ werden. Da dieser Fall in Bezug auf die erreichbaren Charakteristiken der günstigste und eine ganz allgemeine Untersuchung zu weitgehend zu sein scheint, sollen im folgenden nur Kombinationen mit dem entsprechenden Abstandsverhältnis untersucht werden.

1. Kombination zweier in der ersten Oberschwingung erregter Antennen. $d/\lambda = 0.61$.

Die Charakteristiken in der Vertikalebene für $\alpha = 0^\circ$, 30°, 60° und 90° zeigt Bild 13. Man sieht, daß für $\alpha = 90^\circ$ die Strahlung nicht verschwindet, sondern nur eine Nullstelle auftritt, die nach der Wahl des Verhältnisses $d/\lambda$ bei $\beta = 35^\circ$ liegt, wo für $\alpha = 0^\circ$ das Maximum ist. Mit wachsendem $\alpha$ verschiebt sich das Maximum nach größeren Neigungswinkeln hin. Diese

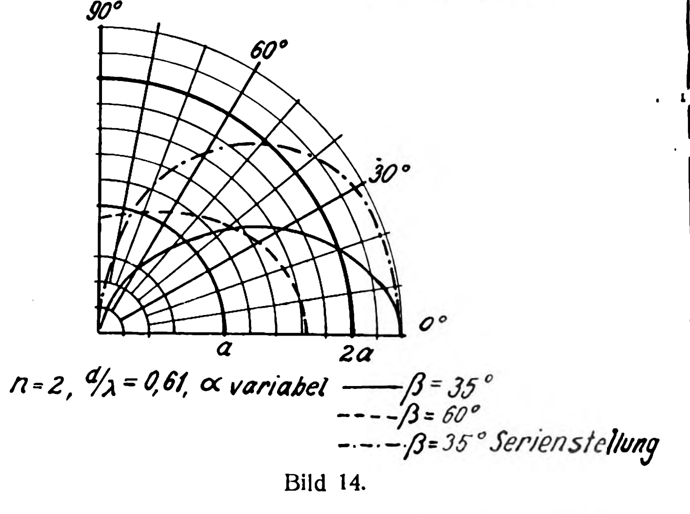



Bild 14.

Verschiebung läßt sich auch wieder aus der günstigsten Phasenbedingung ableiten. Zwischen beiden Antennen herrscht eine Phasenverschiebung von 360°, wenn $\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \alpha \cos \beta = 2\pi$ ist, also wenn $\cos \beta = \frac{1}{d/\lambda \sin \alpha}$ ist. Daraus sieht man, daß die Phasenverschiebung 360° für einen Neigungswinkel herrscht, der mit wachsendem Winkel $\alpha$ wächst. Die entgegengesetzte Verschiebung dieses Maximums im Vergleich zur Serienstellung erkennt man an dem Auftreten des *sin* bei der Parallelstellung im Gegensatz zum *cos* bei der Serienstellung.

Die Richtschärfe in der Vertikalebene wird mit wachsendem $\alpha$ besser. Sie ist für $\alpha = 0^\circ$ ebenso groß, wie für die Einzelantenne, ist also in dieser Ebene geringer als für die Serienstellung.

Die Charakteristiken in der Horizontalebene sind in Bild 14 für den Winkel $\beta = 35^\circ$, für den bei $\alpha = 0^\circ$ das Maximum auftritt, und für $\beta = 60^\circ$ aufgetragen.

Zum Vergleich damit ist die Charakteristik aufgetragen, die man bei der Serienstellung bei demselben Abstandsverhältnis $d/\lambda$ und dem gleichen Neigungswinkel ($\beta = 35^\circ$) erhält. Aus diesem Bild und der Tabelle 4 erhellt die große Ueberlegenheit der Parallelstellung über die Serienstellung in Bezug auf die Richtschärfe der Charakteristik in der Horizontal-

Tabelle 4.

| | $\beta = 35^\circ$ | | $\beta = 60^\circ$ | |
|---|---|---|---|---|
| | Serienst. | Parallelst. | Serienst. | Parallelst. |
| $\frac{r_{\alpha = 30^\circ}}{r_{\alpha = 0^\circ}}$ | 0,97 | 0,69 | 0,90 | 0,87 |
| $\frac{r_{\alpha = 60^\circ}}{r_{\alpha = 0^\circ}}$ | 0,70 | 0,21 | 0,57 | 0,67 |

Digitized by Google

ebene. Als Nachteil bleibt nur, daß für $\alpha = 90^\circ$ bei anderen Neigungswinkeln ein Strahlungsanteil übrig bleibt im Gegensatz zur Serienstellung, bei der in dieser Ebene die Strahlung vollkommen verschwindet.

Da sich die Richtschärfen der Serien- und Parallelstellung in der Vertikalebene nicht bedeutend

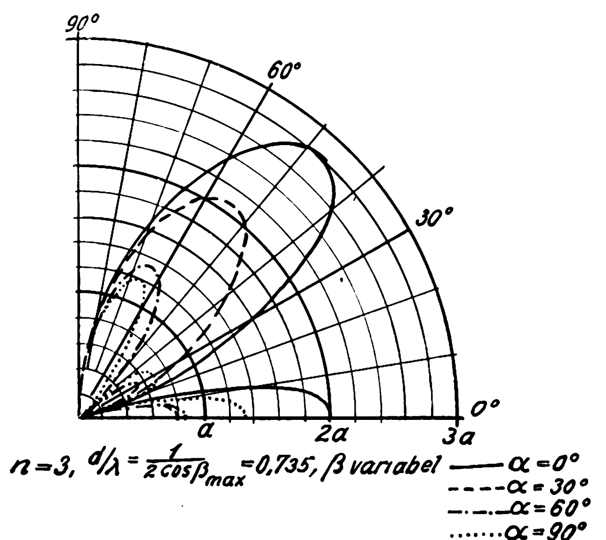



Bild 15.

unterscheiden, wird man, besonders wenn es sich um Strahlung unter einem bestimmten Neigungswinkel handelt, die Parallelstellung der Serienstellung vorziehen.

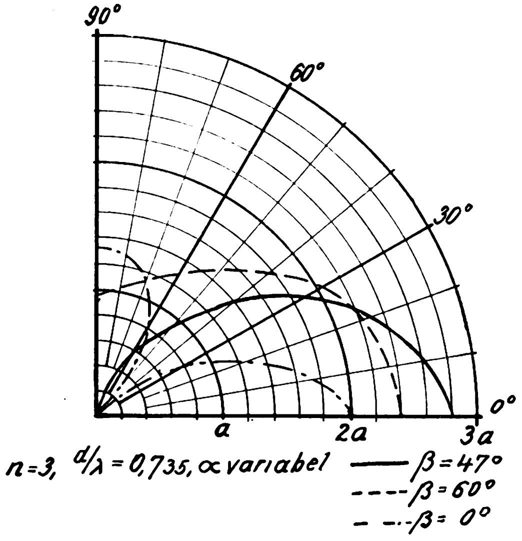



Bild 16.

2. Kombination zweier in der zweiten Oberschwingung erregter Antennen. $d/\lambda = 0{,}735$.

Die Kombination zweier derartiger Antennen (Bild 15 u. 16) zeigt ein ähnliches Verhalten wie die zweier in der ersten Oberschwingung erregter Antennen: Verschiebung der Maxima in der Vertikalebene mit wachsendem $\alpha$ nach größeren Neigungswinkeln hin und Vergrößerung der Richtschärfe mit wachsendem $\alpha$. Für $\alpha = 90^\circ$ tritt wieder eine Nullstelle auf für den Neigungswinkel, bei dem für $\alpha = 0^\circ$ das Maximum liegt. In der Ebene $\alpha = 60^\circ$ tritt auch noch eine neue Nullstelle auf. Man erhält in allen den Vertikalebenen eine neue Nullstelle, für die

$$2\, d/\lambda \sin \alpha \geq 1$$

ist, und zwar liegt diese Nullstelle unter einem Winkel $\beta$, für den $\cos \beta = \frac{1}{2\, d/\lambda \sin \alpha}$ ist. Die Strahlung für $\beta = 0^\circ$ ändert sich auch mit wachsendem $\alpha$. Sie verschwindet vollkommen, wenn $\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \alpha = \pi$ oder $\sin \alpha = \frac{1}{2\, d/\lambda}$ wird, d. h. im betrachteten Fall für $\sin \alpha = \frac{1}{2 \cdot 0{,}735} = 0{,}68$ oder für $\alpha = 47^\circ\ 10'$. Bei den Charakteristiken in der Horizontalebene (Bild 16) kann man daher drei Arten unterscheiden:

1. Die Charakteristik für $\beta = \beta_{max.}$, die für $\alpha = 0^\circ$ ein Maximum und für $\alpha = 90^\circ$ eine Nullstelle hat,
2. Charkteristiken für solche Neigungswinkel, für die bei einem bestimmten Winkel $\alpha$ eine Nullstelle auftritt. Diese Charakteristiken haben neben dem Maximum bei $\alpha = 0^\circ$ ein zweites Maximum mit dazwischenliegender Nullstelle. Ein Beispiel hierfür stellt die Charakteristik für $\beta = 0^\circ$ dar, für die ein zweites Maximum bei $\alpha = 90^\circ$ liegt.
3. Charakteristiken für solche Neigungswinkel, für die überhaupt keine Nullstelle vorhanden ist und die nur ein mehr oder weniger ausgeprägtes Minimum bei $\alpha = 90^\circ$ aufweisen (Bild 16, $\beta = 60^\circ$).

Ueber die Richtschärfen im Vergleich zur Serienstellung gibt ein Vergleich der entsprechenden Bilder 16 und 10 sowie Tab. 5 Aufschluß.

Tabelle 5.

| | $\beta = 47^\circ$ | | $\beta = 60^\circ$ | |
|---|---|---|---|---|
| | Serienst. | Parallelst. | Serienst. | Parallelst. |
| $\frac{r_{\alpha = 30^\circ}}{r_{\alpha = 0^\circ}}$ | 0,975 | 0,68 | 0,90 | 0,84 |
| $\frac{r_{\alpha = 60^\circ}}{r_{\alpha = 0^\circ}}$ | 0,72 | 0,18 | 0,59 | 0,54 |

**Zusammenfassung des ersten Teiles.**

Es werden Kombinationen zweier Antennen, die in den gleichen Oberschwingungen erregt werden, in der Serien- und Parallelstellung untersucht.

Die übersichtlichen Verhältnisse ergeben sich dabei für ein Abstandsverhältnis $d/\lambda = \frac{1}{2 \cos \beta_{max}}$, wobei $\beta_{max}$ den Winkel bedeutet, für den die Einzelantenne ihr Maximum besitzt. Für dieses $d/\lambda$ ist die Richtschärfe in der Vertikalebene für beide Arten der Kombinationen größer oder mindestens ebenso groß, als die der Einzelantenne, und zwar für die Serienstellung etwas größer als für die Parallelstellung. Die Richtschärfe in der Horizontalebene ist für die Parallelstellung bedeutend größer als für die Serienstellung. Während aber für die Serienstellung die Ebene $\alpha = 90^\circ$ eine vollkommene Nullebene ist, ist für die Parallelstellung nur eine Nullstelle für den Neigungswinkel $\beta$ vorhanden, für den bei $\alpha = 0^\circ$ das Maximum liegt.

Digitized by Google

Das Maximum in der Vertikalebene verschiebt sich mit wachsendem $\alpha$ bei der Serienstellung nach kleineren, bei der Parallelstellung nach größeren Neigungswinkeln, und zwar ist diese Verschiebung bei der Parallelstellung größer als bei der Serienstellung. Das Maximum für $\alpha = 0°$ ist in beiden Fällen gleich groß und doppelt so groß wie das der Einzelantenne.

Da die Untersuchung der Kombinationen zweier in der ersten und zweiten Oberschwingung erregter Antennen ein ähnliches Verhalten zeigt und außerdem die Behandlung weiterer Fälle zu weitgehend erscheint, beschränkt sich die Untersuchung spezieller Fälle auf die beiden vorgenannten, auf Grund deren man leicht die Betrachtungen auf weitere Fälle ausdehnen kann. (Schluß folgt.)

(Eingegangen am 17. Juni 1929.)

# Der Elektronenoszillator als negativer Widerstand.

Von **H. E. Hollmann.**

Physikalisches Instiut der Technischen Hochschule Darmstadt.

**Inhaltsübersicht.**



Bei normaler Betriebsweise einer Dreielektrodenröhre, d. h. bei stark positiver Anode und schwach positivem oder negativem Steuergitter, läßt sich die Bewegung und Verteilung der Elektronen zwischen den Elektroden leicht übersehen und durch mathematische Gesetzmäßigkeiten erfassen. Demgegenüber werden bei anormaler Betriebsweise die Verhältnisse ungleich verwickelter, insbesondere bei positivem Gitter und negativer Anode, der Bremsfeldschaltung von Barkhausen und Kurz[1]), wo die Elektronenbewegung nicht mehr stetig, sondern periodisch verläuft und in bekannter Weise zur Entstehung kurzwelliger Schwingungen Anlaß gibt.

## § 1. Der negative Anodenstrom.

Diese Erscheinung ist auf die statische Kennlinie einer Dreielektrodenröhre in Bremsfeldschaltung nicht ohne Rückwirkung. So ist der trotz stark negativer Anode noch auftretende „negative" Anodenstrom, welcher der Anodenspannung entgegenfließt, die Anodenbatterie also auflädt, allgemein als Kennzeichen für das Vorhandensein von Elektronenschwingungen anzusehen. Er findet eine Erklärung darin, daß ein Teil der um das Gitter pendelnden Elektronen eine „additive kinetische Energie" erhält[2]) und über die Potentialnullfläche, innerhalb der die pendelnden Elektronen umkehren, hinaus zur Anode hingetrieben wird[3]). Mit steigendem negativen Anodenpotential rückt die Potentialnullfläche mehr und mehr von der Anode fort, wodurch die Zahl der die Anode erreichenden Elektronen, und damit der negative Anodenstrom stetig abnimmt.

Diese einfachen Verhältnisse ändern sich beträchtlich, wenn Gitter und Anode der Röhre auf die aus dem Schema des Bildes 1 ersichtliche Weise mit

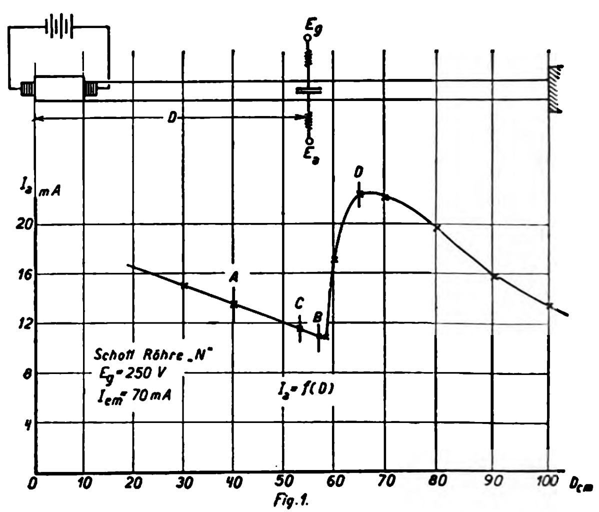



**Bild 1.**
**Schema des Elektronenoszillators und Verlauf des negativen Anodenstroms bei Verstimmung des Paralleldrahtsystems.**

einem Schwingungssystem verbunden sind, indem nunmehr die Elektronenbewegung nicht mehr allein von den stationären, den Betriebsspannungen entsprechenden Zwischenelektrodenfeldern beherrscht wird, sondern außerdem einer Einwirkung der im Schwingungskreis induzierten und den Elektrodengleichspannungen überlagerten Wechselspannungen unterliegt. An anderer Stelle ist gezeigt[4]), wie diese Wechselfelder einen Aufschaukelvorgang der Elektronenpendelfrequenz bis zur Angleichung an die Resonanzfrequenz des Schwingungskreises herbeiführen, ein Vorgang, der in Analogie zur bekannten Amplitudenrückkopplung als „Frequenzrückkopplung" zu bezeichnen ist[5]).

Mit den durch die Frequenzrückkopplung hervorgerufenen Wellenänderungen ist eine beträchtliche

[1]) H. Barkhausen und K. Kurz: Phys. Zschr. **21**, S. 1, 1920; A. Scheibe: Ann. d. Phys. **73**, S. 54, 1925.
[2]) S. J. Zilitinkewitsch: Arch. f. El. **15**, S. 470, 1926.
[3]) Die Erklärung anderer Autoren, nach denen der negative Anodenstrom nur während der positiven Halbperiode der Anodenwechselspannung auftritt, kommt bei „reinen" Barkhausen-Kurz Schwingungen, die ohne Mitwirkung eines äußeren Schwingungskreises zu Stande kommen, nicht in Frage.
[4]) H. E. Hollmann: Ann. d. Phys. **86**, S. 129, 1929; H. E. Hollmann: Proc. Inst. Radio Eng. **17**, S. 229, 1929. Vgl. auch den Zusammenfassenden Bericht ds. Ztschr. **33**, S. 73, 1929.
[5]) H. E. Hollmann: Elektr. Nachr. Techn. **6**, S. 253, 1929.

Digitized by Google

Zunahme der Schwingungsenergie verbunden, was darauf schließen läßt, daß durch die Steuerwirkung der Wechselfelder eine größere Zahl von Elektronen zu synchroner Pendelbewegung und zur Energielieferung herangezogen wird. Dies wird unmittelbar durch ein starkes Ansteigen des negativen Anodenstromes bestätigt, wie es aus der Kurve des Bildes 1 zu ersehen ist. Diese wurde erhalten, indem das Paralleldrahtsystem durch Verschieben der Kondensatorbrücke stetig verstimmt wurde. Unmittelbar

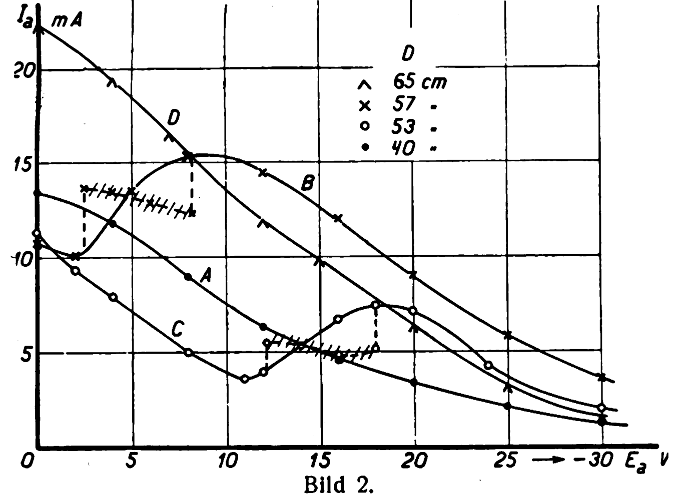



Bild 2.

Verlauf des negativen Anodenstroms als Funktion der Anodenspannung. Die gestrichelten Kurven ergeben sich beim Auftreten von Modulationsschwingungen.

nach Ueberschreiten des Punktes $B$ setzt die Frequenzrückkopplung ein, und die Barkhausen-Kurz-Schwingungen gehen in die Gill- und Morrell-Schwingungen über[6]).

Der Einsatz der Frequenzrückkopplung und der damit verbundene Anstieg des Anodenstromes ist nun nicht allein von der Abstimmung des Schwingungssystems, sondern in gleicher Weise von der erregenden Barkhausen-Kurz-Frequenz abhängig, und zwar verschiebt er sich nach umso höheren Abstimmungsfrequenzen, je höher die ursprüngliche Frequenz liegt. Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Frequenzrückkopplung ebenso wie durch Verstimmen des Schwingungskreises durch Änderung der Betriebsverhältnisse, praktisch der Elektrodengleichspannungen, einzuleiten wobei in Verbindung mit dem negativen Anodenstrom die Anodenspannung $E_a$ von besonderer Bedeutung ist.

Für verschiedene Abstimmungen des Paralleldrahtsystems sind in dem Bild 2 die Beziehungen zwischen Anodenstrom und Anodenspannung aufgetragen. Die Kurve $A$ zeigt den bereits erwähnten stetigen Abfall des Stromes mit zunehmend negativer Spannung im Bereich reiner Barkhausen-Kurz-Schwingungen, der in dem Bild 1 durch denselben Buchstaben gekennzeichnet ist. Die Verhältnisse ändern sich, wenn das Paralleldrahtsystem kurz vor den Einsatz der Frequenzrückkopplung abgestimmt wird. Diesen Zustand geben die Kurven $B$ und $C$ wieder, die ebenfalls in dem Bild 1 entsprechend bezeichnet sind. Sie weisen zunächst gleichfalls eine stetige Abnahme von $I_a$ auf, bis durch die Frequenzsteigerung der erregenden Elektronenschwingungen die Frequenzrückkopplung zum Einsatz kommt, was sich in dem Anwachsen des Anodenstroms $I_a$ äußert. Die weitere Zunahme von $E_a$ läßt $I_a$ wieder abfallen. Wird die Abstimmung des Schwingungssystems von der für die Frequenzrückkopplung kritischen Resonanzstelle entfernt, so ersieht man aus der Kurve $C$, dass demgemäß auch eine stärkere Änderung der Erregerfrequenz, mithin eine höhere Anodenspannung erforderlich ist, um die Frequenzrückkopplung wieder einzuleiten. Schließlich findet im Bereich reiner Gill- und Morrell-Schwingungen, der Kurve $D$ entsprechend, wieder ein stetiger Abfall des Stromes statt.

[6]) Da an dieser Stelle nur die statischen Kennlinien von Interesse sind, sei auf die verschiedenen Schwingungsbereiche nicht weiter eingegangen, sondern auf die früheren Veröffentlichungen (l. c. 3) verwiesen.

## § 2. Selbstmodulation des Elektronenoszillators.

Der aus den Kurven $B$ und $C$ hervorgehende Anstieg des Anodenstroms mit zunehmend negativem oder allgemein mit abnehmend positivem Anodenpotential zeigt, daß sich die Bremsfeldanordnung auf Grund der Rückwirkung der Anodenspannung auf die

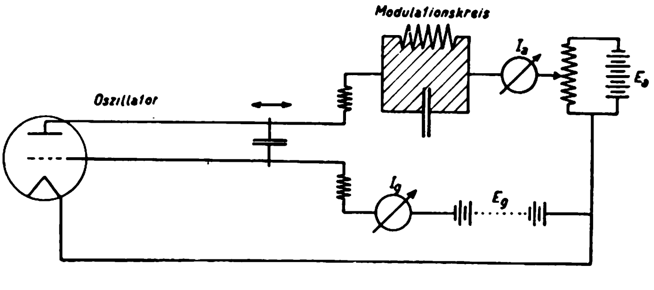



Bild 3.

Schema des Elektronenoszillators mit Selbstmodulation.

Abstimmungsverhältnisse wie ein negativer Widerstand verhält. Wird daher, dem Schema des Bildes 3 entsprechend, in die Anodenzuleitung ein Schwingungskreis beliebiger Frequenz gelegt (in dem Bild durch Schraffierung hervorgehoben), so wird dieser in seiner Eigenfrequenz angeregt. Liegt dieselbe im akustischen Bereich, so können die Schwingungen mittels eines in die Anodenleitung geschalteten Telephons wahrgenommen werden. Beobachtet man den Sender in einem auf die Elektronenwelle abgestimmten Empfänger, so zeigt sich, daß der Elektronenoszillator mit der Eigenfrequenz des Resonanzkreises moduliert wird.

Durch diese Modulation erfährt der Verlauf des mittleren Anodenstromes gegenüber den statischen Kennlinien des Bildes 2 eine sprunghafte Veränderung, wie er in die Kurven $B$ und $C$ gestrichelt eingezeichnet ist, wobei die Modulationsbereiche durch Schraffierung besonders hervorgehoben sind. Naturgemäß handelt es sich nicht um reine Amplituden-, sondern um Frequenzmodulation, indem der Oszillator zwischen beiden Grenzzuständen des negativen Widerstandes, nämlich den Barkhausen-Kurz- und den Gill- und Morrell-Schwingungen, oszilliert. Bei Wellenmessungen mittels eines Lechersystems sind die den beiden Grenzbereichen zugeordneten Wellenlängen nebeneinander nachzuweisen, besonders leicht dann, wenn das Aufsuchen der Resonanzmaxima auf dem Lechersystem bei nieder-

Digitized by Google

frequent moduliertem Oszillator mittels Telephons vorgenommen wird.

### § 3. Sekundärelektronen bei negativer Anode.

Neben den bisher behandelten, durch die Abstimmverhältnisse verursachten Bereichen negativen Widerstands lassen sich im Verlauf der $I_a$, $E_a$ Kurven weitere Stellen finden, an denen der Kurvenverlauf fallend wird, und die in gleicher Weise ein in die Anodenzuleitung gelegtes Schwingungssystem anzuregen und den Sender zu modulieren vermögen. Außer von dem Abstimmzustand des Schwingungskreises sind diese Bereiche von einer Reihe weiterer Faktoren abhängig, wie z. B. Gitterspannung, Heizung,

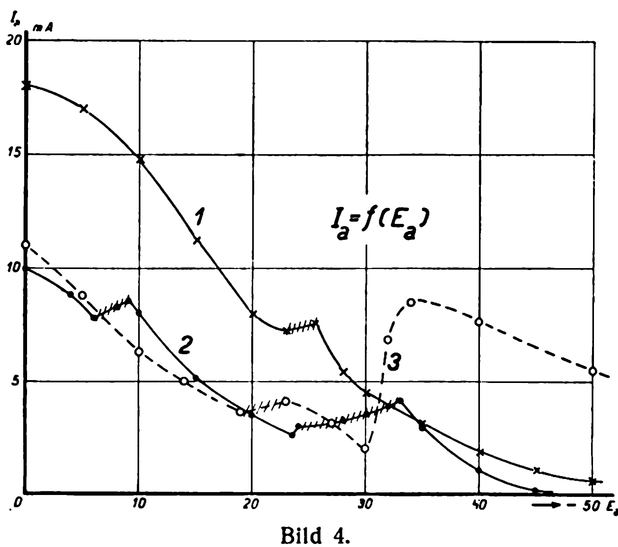



Bild 4.
**Bereiche negativen Widerstands infolge Sekundäremission.**

Gasgehalt usw., ohne daß sich übersichtliche und allgemein gültige Beziehungen für ihr Auftreten finden ließen. Außerdem zeigten verschiedene Röhren derselben Type ein völlig abweichendes Verhalten, und auch bei ein und derselben Röhre waren die fallenden Bereiche nicht absolut konstant, sondern änderten sich mit der Betriebsdauer. Als Beispiel sind in dem Bild 4 einige an einer fabrikneuen „Schott"-Röhre aufgenommene Kurven wiedergegeben, wobei die Bereiche fallenden Stroms mit zunehmender Spannung sowohl bei reinen Barkhausen-Kurz- als auch bei reinen Gill- und Morrell-Schwingungen auftraten. Die Kurve 2 zeigt zwei solcher Bereiche hintereinander, während aus Kurve 3 deutlich hervorgeht, daß die negativen Widerstandsbereiche außerhalb des durch Frequenzrückkopplung bewirkten Stromanstiegs liegen. Die Kurven wurden unter verschiedenen Betriebsverhältnissen aufgenommen und sind darum nicht ohne Weiteres miteinander zu vergleichen.

Die Ursache für die vorliegenden Bereiche negativen Widerstands im Anodenkreis dürften Sekundärelektronen sein, welche von den auf die Anode aufprallenden und den negativen Anodenstrom verursachenden Elektronen aus dem Anodenmaterial losgelöst werden. Damit handelt es sich um eine Dynatronwirkung bei negativer Anode, deren Bremsfeld durch die Pendelbewegung der Elektronen gewissermaßen kompensiert wird.

### § 4. Elektronenschwingungen bei positiver Anode.

Erhält die Anode ein positives Potential von nur wenigen Volt, so verschwinden die „reinen" Barkhausen-Kurz-Schwingungen sogleich. Indessen zeigen sich bei Verstimmung des Paralleldrahtsystems noch Schwankungen des Anodenstromes, die nur durch Hochfrequenzschwingungen verursacht werden können. Sie unterscheiden sich jedoch von den sprunghaften Änderungen von $I_a$ bei Frequenzrückkopplung durch einen gleichmäßigen Verlauf. Dabei steigt der Anodenstrom im Bereich geringer Ruheströme an, wie die Kurve 1 des Bildes 5 darstellt, wogegen bei höheren Anoden-Spannungen ein Absinken stattfindet. Innerhalb der durch Änderung von $I_a$ begrenzten Bereiche wird das Paralleldrahtsystem zu kräftigen Schwingungen angeregt, deren Wellenlänge der Eigenwelle des Abstimmsystems

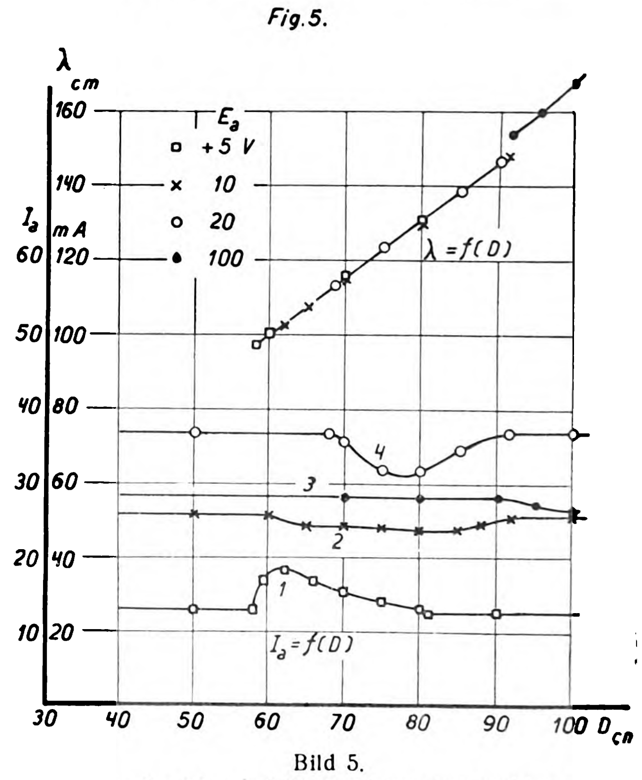



Bild 5.
**Schwingungsbereiche und Wellenlängen** bei positiver Anode.

entspricht, wie die in den oberen Kurven des Bildes angegebenen Meßpunkte zeigen. Erst bei höheren Anodenspannungen tritt eine merkliche Abweichung auf. Insofern besteht freilich auch bei geringen Anodenspannungen eine unmittelbare Beziehung zwischen den Schwingungen und den Elektrodenpotentialen, als sich die Schwingungsbereiche mit zunehmend positiver Anodenspannung nach längeren Wellen hin verschieben. Bei höheren Anodenspannungen fällt der Anodenruhestrom infolge Sekundäremission in bekannter Weise ab, doch sind auch in diesem Gebiet zunächst noch Schwingungen zu beobachten (vgl. Kurve 4), die indessen mit weiter zunehmender Spannung bald verschwinden.

Die hier bei positiver Anode auftretenden Schwingungen, die eine gleichzeitige Abhängigkeit von dem an die Röhre angekoppelten Schwingungskreis und den Betriebsverhältnissen aufweisen, dürften mit d

Digitized by Google

bereits von Gill und Morrell auf Sekundärelektronen zurückgeführten Schwingungsform übereinstimmen[7]), insbesondere, als infolge der schon bei negativer Anode zu bemerkenden Sekundäremission eine starke Beeinflussung der Verhältnisse auch bei schwach positiver Anode zu erwarten ist, was denn auch bei höher positivem Anodenpotential in der statistischen Charakteristik zum Ausdruck kommt.

## § 5. Pendelrückkoppeleffekt durch Selbstmodulation.

Eine praktische Anwendung der Selbstmodulation ergibt sich beim Empfang ultrakurzer Wellen mittels des Elektronenoszillators, dessen Brauchbarkeit als Empfänger schon von Barkhausen und Kurz (l. c. 1) angegeben worden ist. Durch Selbstmodulation in überhörbaren Frequenzbereichen läßt sich eine beträchtliche Steigerung der Empfangslautstärke erzielen, wobei die Schaltung völlig dem Bilde 3 entspricht. Die Einstellung erscheint zunächst sehr schwierig, weil durch passende Wahl der Betriebsverhältnisse der Bereich negativen Anodenwiderstands auf die von der Sendewelle vorgeschriebene Abstimmung des Paralleldrahtsystems verschoben werden muß. Praktisch ergibt sich jedoch durch die Frequenzmodulation eine Verminderung der Selektivität, so daß sich eine exakte Abstimmung des Schwingungssystems erübrigt. Im Fall gerichteter Kurzwellentelegraphie oder Telephonie mittels Spiegeln dürfte die geringere Selektivität durch den Gewinn an Empfindlichkeit und die bequeme Einstellung und Abstimmung mittels des Anodenpotentiometers ausgeglichen sein.

## Zusammenfassung.

Die Arbeit behandelt die in der Bremsfeldschaltung einer Dreielektrodenröhre mit angekoppeltem Schwingungskreis vorhandene Beziehung zwischen Anodenspannung und dem „negativen" Anodenstrom. Abhängig von den Abstimmverhältnissen zeigt die statische Charakteristik innerhalb begrenzter Bereiche einen fallenden Verlauf. Infolge dieses negativen Widerstandes werden in die Anodenzuleitung gelegte Schwingungskreise angeregt und der Elektronenoszillator mit beliebiger Frequenz moduliert. Daneben treten unregelmäßig geringe Bereiche negativen Widerstandes auf, die trotz negativen Anodenpotentials durch Sekundärelektronen erklärt werden können. Die bei positiver Anode auftretenden kurzwelligen Schwingungen stimmen mit den von Gill und Morrell angegebenen und auf Sekundäremission zurückgeführten Elektronenschwingungen überein. Eine praktische Anwendung der Selbstmodulation ergibt sich beim Empfang ultrakurzer Wellen, bei dem durch einen Pendelrückkoppeleffekt eine beträchtliche Zunahme der Lautstärke zu erreichen ist.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die mir die Fortsetzung meiner Untersuchungen ermöglicht, bin ich zu großem Dank verpflichtet; ferner danke ich meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. Rau, für sein freundliches Interesse und die bereitwillige Ueberlassung der Mittel seines Instituts.

[7]) E. W. B. Gill u. J. H. Morrell: Phil. Mag. 49, S. 369, 1925.

(Eingegangen am 8. Juli 1929.)

# Eine einfache Methode zur Bestimmung der Röhrenkonstanten.

Von Manfred von Ardenne, Berlin.

Inhaltsübersicht.



## A. Einleitung.

Solange im Raumladungsgebiet der Röhrenkennlinie gearbeitet wird, ist die Kenntnis derjenigen Konstanten $K$ von Bedeutung, durch welche sich die Anodenkennlinie in der Form $i_a = K\cdot(e_g + D\cdot e_a)^n$ darstellen läßt. Hierin ist $n$ ein über einen weiten Bereich konstanter Exponent, der für Aequipotential-Kathoden $\frac{3}{2}$ beträgt und für direkt beheizte Kathoden besonders zu berechnen ist. (Siehe Abschnitt B, 2.) Die Konstante $K$ bildet einerseits ein für Kathodenuntersuchungen wertvolles Maß für die Güte der Kathode; andererseits ist die Kenntnis dieses Zahlenwertes von Bedeutung bei der rechnerischen Ermittlung optimaler Durchgriffe auf Grund des Emissionsgesetzes[1]), wobei $K^P$ in das Endergebnis als Faktor eingeht.

Der nächstliegende Weg zur Bestimmung von $K$ ist die punktweise Ermittlung aus der $i_a = f(e_{st})$ — Charakteristik unter Zugrundelegung des analytischen Emissionsgesetzes. Diesem Verfahren muß eine Bestimmung des Durchgriffes vorausgehen. Die Steuerspannungen lassen sich dann durch gleichzeitige Aufnahme von $e_g$ und $e_a$ berechnen, wobei man im allgemeinen durch das Arbeiten bei der Gittervorspannung Null und Aufnahme der $i_a = f(e_a)$ — Charakteristik eine gewisse Vereinfachung erzielt.

## B. Beschreibung des Verfahrens.

Das vorliegende Verfahren ermöglicht es, ohne eine Bestimmung des Durchgriffes die Röhrenkonstante zu messen. Der dabei vorherrschende Grundgedanke besteht darin, durch Einschaltung

[1]) Ein Beispiel für eine derartige Rechnung an Hochfrequenzverstärkern mit Widerstandskopplung siehe in der Arbeit: „Aperiodische Verstärkung von Rundfunkwellen" von M. v. Ardenne, ds. Jahrbuch 33, S. 166, 1929, Heft 5.



eines Widerstandes in den Anodenkreis die Anodenspannung schließlich sehr nahe zu Null werden zu lassen, so daß es möglich wird, durch eine Extrapolation denjenigen Punkt der Kennlinie, bei dem exakt $e_{st}$ gleich $e_g$ wird, zu ermitteln. In Bild 1 ist die Anodenstromkennlinie $i_a = f(e_g)$ bei ohmscher Belastung durch $R_a$ sowie ihre Konstruktion aus der

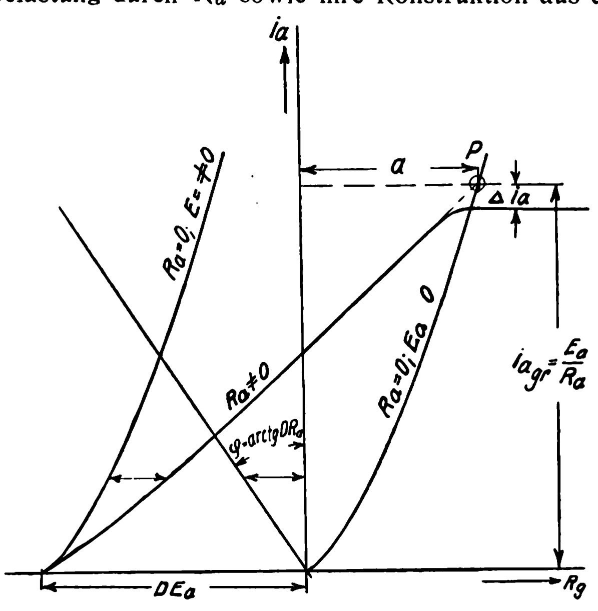



Bild 1.
Zur Extrapolation der Arbeitskennlinie

Kurzschlußkennlinie $i_a = f(e_g)$ für $R_a = 0$ dargestellt. Da der Anodenstrom den Grenzwert $i_{agr} = \frac{E_a}{R_a}$ nicht überschreiten kann, erfolgt kurz vorher ein Umbiegen der Kennlinie, die dann in dem Abstande $\Delta i_a = i_{agr} \cdot \frac{R_r}{R_a + R_r}$ der Abszissenachse parallel läuft. Der hier eingeführte Restwiderstand $R_r$ schwankt zwischen 10 000 ÷ 100 000 Ohm[2]). Durch Vergrößerung des äußeren Anodenwiderstandes $R_a$ läßt sich die Ordinatendifferenz $\Delta i_a$ beliebig klein halten. Gleichzeitig findet bekanntlich eine Streckung der ursprünglichen Kennlinie für $R_a = 0$ statt, so daß es mit größer werdendem $R_a$ immer leichter wird, die gemessene Kennlinie über den oberen Knick hinweg geradlinig bis zum Schnittpunkt $P$ mit der Grenzparallele zu extrapolieren. Die Abszisse $a$ von $P$ ist ein Wert der Steuerspannung, der zusammen mit $i_{agr} = \frac{E_a}{R_a}$ in die Emissionsgleichung $i_a = K \cdot e_{st}^n$ eingesetzt, den gesuchten Wert für $K$ ergibt.

Je nachdem, ob direkt oder indirekt geheizte Kathoden untersucht werden, gestaltet sich die Anwendung des Verfahrens verschieden.

1. Indirekt geheizte Kathoden:

Bei Aequipotentialkathoden gilt die Beziehung:

$$i_a = K \cdot e_{st}^{3/2};$$

daraus folgt hier:

$$K = \frac{E_a}{R_a \cdot a^{3/2}} \left[\text{Amp. Volt}^{-\frac{3}{2}}\right]$$

2) Vgl. hierzu M. v. Ardenne: Der Bau von Widerstandsverstärkern. Verlag R. C. Schmidt. 2. Auflage, S. 40 und 41.

Da der Restwiderstand indirekt beheizter Röhren im allgemeinen besonders niedrig ist, kann mit $R_r$ ohne Schwierigkeiten bis auf etwa 100 000 Ohm heruntergegangen werden, ohne daß der Abstand $\Delta i_a$ zwischen Maximalstrom und Grenzstromwert zu groß wird.

2. Direkt geheizte Kathoden:

Solange es nur auf einen Vergleich der Güten beider Kathodenarten ankommt, kann die Bestimmung von $K$ durch Benutzung eines Bayer-Schottky-Schalters ebenfalls unter Zugrundelegung des Dreihalbegesetzes erfolgen. Der so gewonnene Wert von $K$ ist jedoch einer Berechnung des optimalen Durchgriffes oder anderer elektrischer Daten nicht zugrunde zu legen. Für die Anodenstromkennlinie gelten vielmehr die Beziehungen (s. Abschnitt C):

$$i_a = \frac{0{,}4\,K}{E_h} \cdot e_{st}^{5/2} \left[\left(1 + \frac{E_h}{e_{st}}\right)^{5/2} - 1\right] \text{ für } e_{st} > 0 \quad (1)$$

$$i_a = \frac{0{,}4\,K}{E_h} \left(E_h - e_{st}\right)^{5/2} \text{ für } |e_{st}| < |E_h|, e_{st} < 0 \quad (2)$$

bei Anschluß an das positive Fadenende und

$$i_a = \frac{0{,}4\,K}{E_h} \cdot e_{st}^{5/2} \left[1 - \left(1 - \frac{E_h}{e_{st}}\right)^{5/2}\right] \text{ für } e_{st} > E_h > 0 \quad (3)$$

$$i_a = \frac{0{,}4}{E_h} \cdot e_{st}^{5/2} \text{ für } E_h > e_{st} > 0 \quad (4)$$

bei Anschluß an das negative Fadenende. $E_h$ ist dabei die Fadenspannung.

Die Ausführung der Messung geschieht nach Schaltung Bild 2. Die Kurzschlußtaste $T$ überbrückt den Restwiderstand der Röhre und ermöglicht die Bestimmung des Grenzstromwertes $i_{agr} = \frac{E_a}{R_a}$.

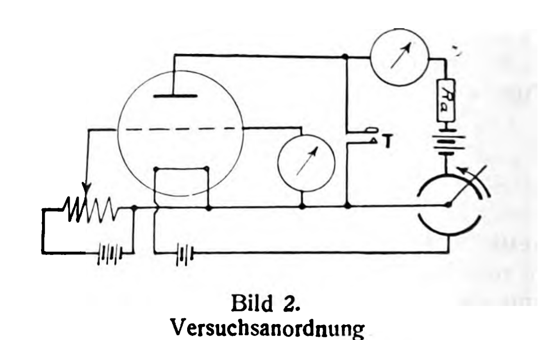



Bild 2.
Versuchsanordnung

## C. Fehlerquellen der Methode.

Fehlerquellen der Methode sind folgende:

1. Ablesungsfehler: Bei gegebener Genauigkeit der Zeichnung nach Bild 1 steigt die Ablesegenauigkeit mit zunehmendem $a$ bzw. $i_{agr}$. Es ist daher $R_a$ möglichst klein zu wählen, wodurch gleichzeitig der Schnittwinkel zwischen den Geraden wächst. Die Extrapolationsgenauigkeit sinkt andererseits mit wachsendem Abstand zwischen Grenzstromwert und Maximalstromwert, setzt also der Verkleinerung von $R_a$ eine Grenze, zumal bei kleinem $R_a$ die Kennlinie nicht mehr genügend geradlinig verläuft. Praktisch wird zur Erreichung großer Genauigkeiten die Messung bei mehreren verschiedenen Anodenwiderständen und evtl. bei Anschluß an das

Digitized by Google

ositive und negative Fadenende getrennt ausgeführt nd über die Einzelergebnisse gemittelt.

2. Heizstromschwankungen: Aenderungen der Kathodentemperatur kommen besonders bei ndirekten Kathoden mit hoher Heizleistung als Fehlerquellen in Betracht. Bei direkten Kathoden ndert sich $K$ mit der wirksamen Fadenlänge.

3. Widerstände: Die Anodenwiderstände nüssen möglichst temperaturunabhängig und der Belastung gewachsen sein, der sie bei direktem Anschluß an die Anodenbatterie ausgesetzt werden.

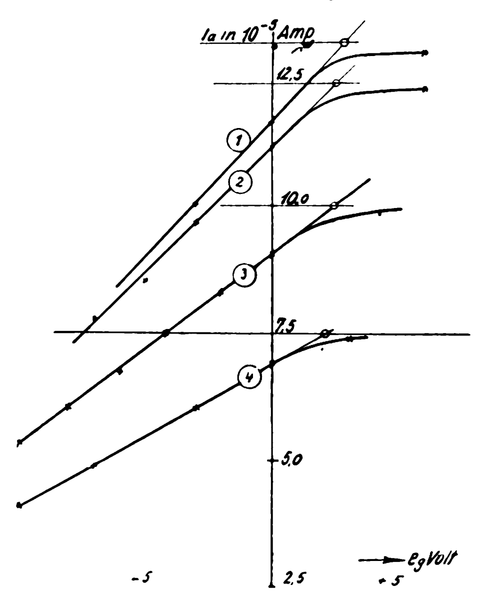



Bild 3.
Messungen an R E N 1104 K.

4. Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen: Die Temperaturgeschwindigkeit der Elektronen an der Kathodenoberfläche wird zweckmäßig durch Einführung der Anlaufspannung $e_z$ erfaßt. Sie läßt sich im Einzelfalle messen und bedeutet eine Vergrößerung der Röhrenkonstanten im Verhältnis $\left(1+\frac{3}{2}\frac{e_z}{e_{st}}\right):1$. Diese Korrektur ist nur bei sehr kleinen Steuerspannungen anzuwenden.

Bei der Auswertung für direkte Kathoden ist zu bedenken, daß die in Bild 2 angeführten Emissionsgesetze nur für den Fall gelten, daß die Heizspannung eine lineare Funktion der Fadenkoordinate ist. Infolge der nicht konstanten Fadentemperatur (Endabkühlung, Aufheizung) bedeutet dies eine Annäherung.

### D. Anwendungsbeispiele.

Es wurden unter anderem folgende Messungen angestellt:

I. Telefunken Röhre REN 1104 K. Indirekt beheizte Kathode: 3,5 Volt, 1,1 Ampere. Das Ergebnis der Messungen siehe Bild 3. Im einzelnen findet man:

| Kurve Nr. | maximale Steuerspannung | Grenzstrom $i_{agr}$ $10^{-5}$ Amp. | $K\left(\text{Amp.Volt}^{-\frac{3}{2}}\right)$ |
|---|---|---|---|
| 1 | 3 | 13,2 | $2{,}55\cdot10^{-4}$ |
| 2 | 2,66 | 12,4 | $2{,}89\cdot10^{-4}$ |
| 3 | 2,53 | 10,0 | $2{,}48\cdot10^{-4}$ |
| 4 | 2,16 | 7,5 | $2{,}37\cdot10^{-4}$ |

Ergebnis: $K = 2{,}57\cdot10^{-4}$ (Amp. Volt$^{-3/2}$) $\pm$ 7%.[3])

II. Telefunken Röhre RE 054. Direkt beheizte Kathode: 3,5 Volt, 0,08 Ampere, $E_a = 150$ Volt. Gemessen wurde:

a) Anschluß an positves Fadenende: $i_{agr} = 4{,}27\cdot10^{-5}$ Amp.; $e_{st} = -1{,}92$ Volt. Daraus folgt nach Gleichung (2) von Abschn. B 2: $K = 1{,}19\cdot10^{-4}$ [Amp. Volt$^{-3/2}$].

b) Anschluss an negatives Fadenende; $i_{agr} = 5{,}3\cdot10^{-5}$ Amp.; $e_{st} = +1{,}74$ Volt. Daraus folgt nach Gleichung (4) von Abschnitt B 2: $K = 1{,}16\cdot10^{-4}$ Amp. Volt$^{-3/2}$.

Die Übereinstimmung ist befriedigend.

### E. Zusammenfassung.

Zur Bestimmung der Röhrenkonstanten wird die Kennlinie $i_a = f(e_g)$ bei $R_a$ Ohm aufgenommen und geradlinig bis zum Schnitt mit der Geraden: $i_{agr} = \frac{E_a}{R_a}$ verlängert. Aus den Koordinaten $a, i_{agr}$ des Schnittpunktes wird durch Einsetzung in die Kennliniengleichung, die für direkte und indirekte Kathoden angegeben wird, die Röhrenkonstante ermittelt. Es werden Messungen mitgeteilt, bei denen das Verfahren für mehrere Anodenwiderstände ausgeführt und somit eine Genauigkeitsangabe möglich wird.

[3]) Mittlerer quadratischer Fehler. Bei Verwendung hoch belastbarer Hochohmwiderstände $R_a$ läßt sich dieser Fehler erheblich reduzieren. Bei den Messungen standen nur kleinere Widerstände mit 0,1 Watt Belastbarkeit zur Verfügung, die bereits um 100% überlastet wurden.

(Eingegangen am 11. Juli 1929.)

---

# Mitteilungen aus der Praxis.
# Nadir-Netzanschluß-Röhrenvoltmeter.

Von **Herbert Reibedanz**, Berlin.

Bei Forschungsarbeiten und bei Arbeiten im Betriebe wird heute schon besonderer Wert darauf gelegt, daß auch schwierige Messungen in kürzester Zeit erfolgen können. Schnellste Betriebsbereitschaft, bequeme Handhabung und sofortige Ablesemöglichkeit sind daher die Forderungen, die an moderne Meßinstrumente zu stellen sind. Die Nadirabteilung der Deuta-Werke hat eine Röhrenvoltmeterkonstruktion mit Netzanschluß und direkter Eichung nach Manfred von Ardenne herausgebracht, die den genannten Forderungen weitgehend entspricht.


Digitized by Google

Die Schaltung des Nadir-Instrumentes zeigt Bild 1. Die Gleichrichtung erfolgt als Anodengleichrichtung mit kapazitiver Ueberbrückung des ohmschen Anodenkreises. Die Abmessungen sind so gewählt, daß der Zeiger des anzeigenden Gleichstrominstrumentes sich schnell genug auf den Endwert einstellt und andererseits die Eichung für alle Frequenzen über etwa 50 Hertz in den Grenzen der Ablesegenauigkeit gilt. Infolge der durch den kapazitiven Kurzschluß des Anodenkreises verhinderten Rückwirkung besteht an der Eingangsseite als Belastung nur die statische

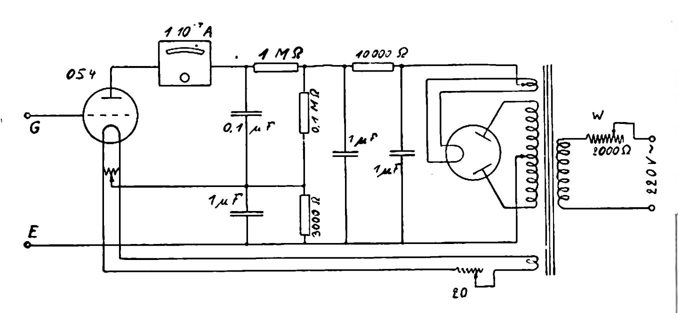



Bild 1.
Schaltung des Nadir-Instrumentes.

Gitter-Kapazität, die ohne Zuleitung etwa 5 cm beträgt. Der ohmsche Eingangswiderstand des Instrumentes ist erheblich größer als $10^7$ Ohm, solange dem Instrument die seinem Meßbereich entsprechenden Wechselspannungen zugeführt werden. Das Nadir-Instrument wird in zwei Typen gebaut, die sich nicht in der Schaltung, sondern lediglich in der Dimensionierung der verschiedenen Teile unterscheiden. Die empfindlichere Type, deren Abmessungen in Bild 1 eingetragen sind, umfaßt einen Meßbereich von 0,2—3,5 $\text{Volt}_{\text{eff}}$, während die unempfindlichere Type einen Meßbereich von etwa 1—12 Volt umfaßt. Die

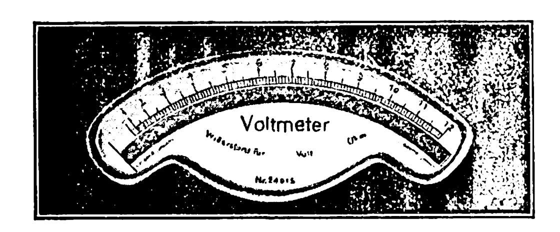



Bild 2.
Spiegelskala des Netzanschluß-Röhrenvoltmeters.

Spiegelskala mit der Eichung für die zweite Type gibt Bild 2 wieder.

Die genaue Eichung setzt voraus, daß das Instrument seine charakteristischen Daten auch bei längerem Betrieb nicht ändert. Durch Verwendung der Anodengleichrichtung mit relativ hohem Anodenwiderstande ist sowohl der Netzanschlußteil wie die Röhre des Voltmeters so unterbelastet, daß auch bei längerem Betriebe keine Aenderungen zu befürchten sind.

Um den Betrieb aus dem Lichtnetz zu ermöglichen, wurde eine Korrektion angebracht, die die betreffenden auftretenden Spannungsschwankungen auszugleichen gestattet. Als Indikator für die Einstellung der Korrektionen wird das ohnehin erforderliche Gleichstrommessinstrument benutzt. Das Gleichstrominstrument ist so eingestellt, daß bei ausgeschaltetem Instrument der Zeiger außerhalb des Sichtbereichs steht. Erst nach Einschaltung der Netzspannung rückt der Zeiger in den Sichtbereich und stellt sich auf einen meist von dem Nullpunkt der Eichskala verschiedenen Wert ein. Sobald der Korrektionswiderstand (*W* in Bild 1) so eingestellt wird, daß der Zeiger über dem Nullpunkt der Eichskala steht, sind die Netzspannung und mit ihr alle am

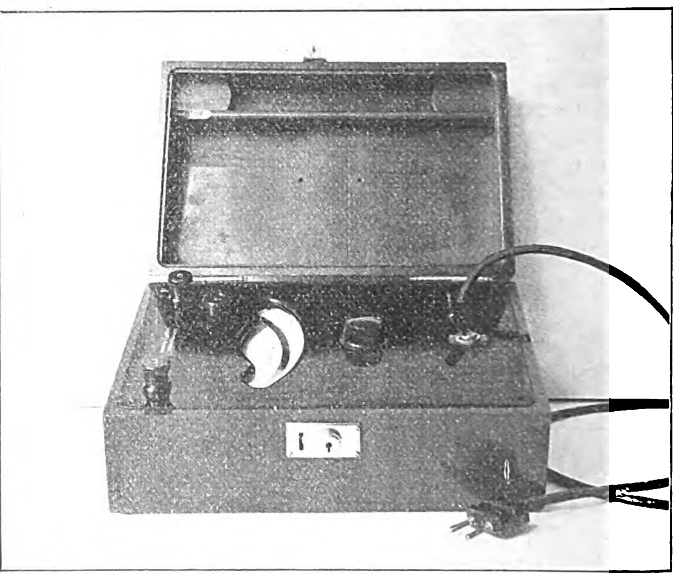


Bild 3.
Netzanschluß-Röhrenvoltmeter mit direkter Eichung.

Röhrenvoltmeter bestehenden Spannungen so korrigiert, daß die genaue Eichung der Skala gilt und die Messung beginnen kann. Infolge der erwähnten Unterbelastung aller Teile des Röhrenvoltmeters kann auch bei falscher Bedienung des Korrektionsgriffes keine Schädigung des Instrumentes eintreten. Das beschriebene Nadir-Netzanschluß-Röhrenvoltmeter zeigt die Photographie Bild 3. Das Arbeiten mit dem Röhrenvoltmeter, das wohl bereits als ein technisches Instrument angesehen werden darf, gestaltet sich so angenehm, daß es zweckmäßig erscheint, es nicht nur für die Messung von Hoch- und Niederfrequenzwechselspannungen zu benutzen, sondern auch die Strommessungen mit Thermoelement und Galvanometer in Spannungsmessungen überzuführen.

Digitized by Google

# Patentschau.

Von Carl Lübben.

### Hochfrequenzmaschine.

D.R.P. 477 831 u. 478 789, Klasse 21a⁴, Gruppe 5 (Lorenz), Pat. vom 29. Oktober 1926 bzw. 12. Dezember 1926, ausgegeben am 14. Juni 1929 und 1. Juli 1929.

Bei Verwendung von Hochfrequenzmaschinen in Verbindung mit Frequenztransformatoren zur Erzeugung kleinerer Wellen treten störende Trillertöne auf, die durch relative Schwankungen vom Rotor zum Stator und Vibrieren des Gehäuses verursacht werden. Erfindungsgemäß sollen diese Störungen dadurch beseitigt werden, daß die Vibration des Gehäuses um die Rotationsachse auf ein Mindestmaß reduziert wird. Dies soll z. B. dadurch erreicht werden, daß die Maschine auf das sorgfältigste ausbalanziert wird, indem Dämpfungsmassen (Quecksilber) am Gehäuse angebracht werden oder mit dem Gehäuse rotierende Einrichtungen verbunden sind, die ähnlich wie bei der Schlick'schen Ausbalanzierung von Schiffsmaschinen die Erschütterungen des Gehäuses unterdrücken sollen. Im Zusatzpatent 478 789 wird vorgeschlagen, den Rotor der Hochfrequenzmaschine außerhalb des Gehäuses zu lagern.

### Piezo-Einrichtung.

D.R.P. 480 110, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Eberhard, Radiofrequenz), Patent vom 3. September 1926, ausgegeben am 29. Juli 1929.

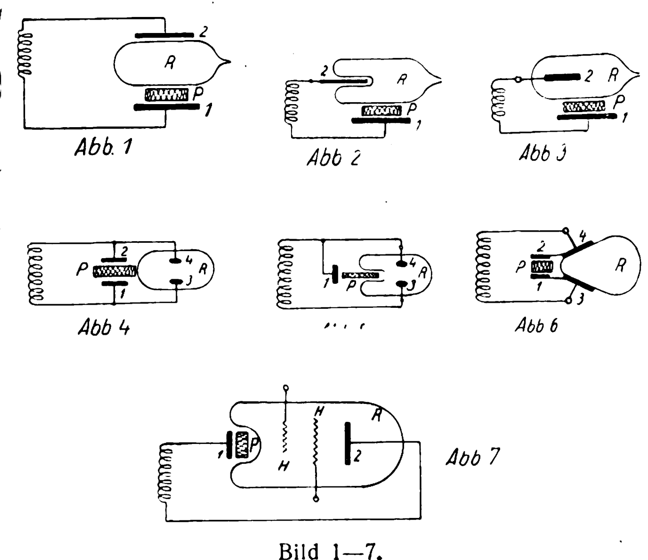



Bild 1—7.

Die Erfindung betrifft Vorrichtungen zur Sichtbarmachung der Schwingungen eines Piezokristalles mittels gasgefüllter Röhren, die in der Nähe des Piezokristalles angeordnet sein sollen. Die Bilder 1—7 zeigen verschiedene Ausführungsformen. Bei der in Bild 1 dargestellten Anordnung ist die gasgefüllte Röhre $R$ zwischen Piezokristall $P$ und einer Elektrode 2 angeordnet. In Bild 2 ist die Elektrode 2 im Innern einer Einbuchtung der Röhre $R$ untergebracht. In Bild 3 befindet sich die eine Elektrode 2 im Innern der Röhre. Bei Bild 4 ist die Röhre mit Hilfselektroden 3, 4 versehen, die mit den Elektroden 1, 2 des Piezokristalles verbunden sind. In Bild 5 bildet die eine Hilfselektrode 3 im Innern der Röhre zugleich die zweite Elektrode des Piezokristalles. In Bild 6 sind die Hilfselektroden 3, 4 außen auf der Glaswand der Röhre angeordnet. In Bild 7 sind noch weitere Steuerelektroden $H$ im Innern der Röhre angeordnet. Bei allen diesen Anordnungen soll die Röhre durch die piezoelektrischen Schwingungen zum Aufleuchten gebracht werden.

### Fadingbeseitigung.

D.R.P. 480 853, Klasse 21a⁴, Gruppe 46 (Telefunken), Patent vom 7. September 1926, ausgegeben am 8. August 1829.

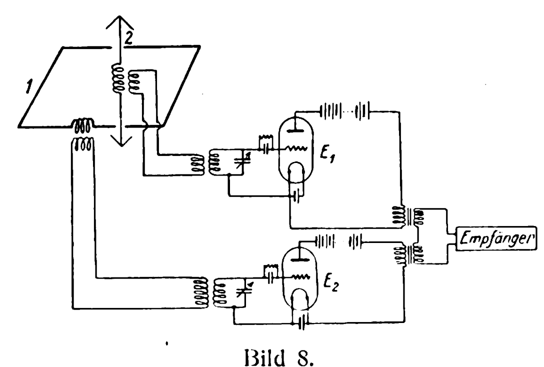



Bild 8.

Zur Fadingbeseitigung am Empfangsort mittels einer Horizontal- und einer Vertikalantenne wird vorgeschlagen, die Anordnung so zu treffen, daß die Schwingungen jeder Antenne zunächst gleichgerichtet und die niederfrequenten Schwingungen einem gemeinsamen Empfänger zugeführt werden. Eine solche Anordnung zeigt Bild 8. Die beiden Antennen 1 und 2 sind mit je einem Empfänger $E_1$ und $E_2$ gekoppelt, deren Anodenkreise mit dem gemeinsamen Empfänger gekoppelt sind.

### Piezo-Modulation.

Brit. Pat. 312 444 (Grammaphone Comp. Ltd., Whiteler, Eccles. 29. März 1928), veröffentlicht am 30. Mai 1929.

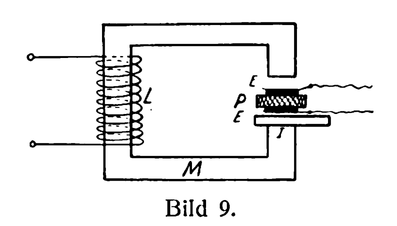


Bild 9.

Bei der in Bild 9 dargestellten Anordnung ist ein Piezokristall $P$ zwischen die Pole eines Elektromagneten $M$ gelagert, dessen Erregerspule $L$ mit dem niederfrequenten Modulationsstrom gespeist wird. Der Piezokristall $P$ lagert auf einer Isolierunterlage $I$ und besitzt auf beiden Seiten durch Versilberung hergestellte Elektroden $E$, denen die zu modulierende Hochfrequenz zugeführt wird.

Digitized by Google

**Tasteinrichtung.**

D.R.P. 480 199, Klasse $21a^4$, Gruppe 16 (Telefunken), Pat. vom 3. Februar 1926, ausgegeben am 29. Juli 1929.

Zum Tasten von Hochfrequenzkreisen verwendet man Tastschalter, durch die eine Selbstinduktion im Hochfrequenzkreis ein- und ausgeschaltet wird. Diese Anordnung hat den Nachteil, daß der Tastschalter sehr hohe Ströme zu führen hat. Erfindungsgemäß soll ein besonderer Tastkreis mit der Selbstinduktion des Hochfrequenzkreises induktiv gekoppelt werden.

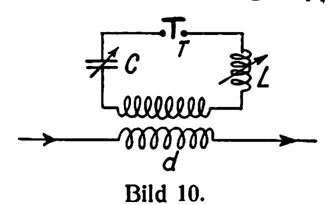


Bild 10.

Zweckmäßig sind im Tastkreis Abstimmittel *L*, *C* eingeschaltet, wie dies Bild 10 zeigt. Bei geöffnetem Tastschalter *T* ist die Selbstinduktion *d* mit ihrem vollen Betrag wirksam. Schließt man den Tastschalter *T*, so kann bei geeigneter Abstimmung erreicht werden, daß die Klemmspannung der Drossel *d* ganz oder nahezu null ist, d. h. sie verhält sich so, als ob sie kurzgeschlossen ist. Die Tastströme werden auf diese Weise erheblich verringert.

**Röhrensender.**

D.R.P. 480 694, Klasse $21a^4$, Gruppe 16 (Telefunken), Patent vom 27. März 1928, ausgegeben am 7. August 1929.

Beim Tasten fremdgesteuerter Röhrensender besteht die Gefahr, daß beim Tasten einer Stufe die Anodenspannung für die anderen Stufen, insbesondere für den Steuersender nicht konstant bleibt, so daß Frequenzschwankungen auftreten. Dies wird dadurch verminden, daß Lastausgleichsröhren in den Tastpausen eingeschaltet werden. Wenn es weniger auf die konstante Belastung der Anodenstromquelle als auf die Konstanthaltung der Anodenspannung für die Vorstufen ankommt, genügt ein kleineres Lastausgleichsrohr, das parallel zur Vorstufe liegt, wie dies Bild 11 zeigt. Die Lastausgleichsröhre *A* liegt parallel

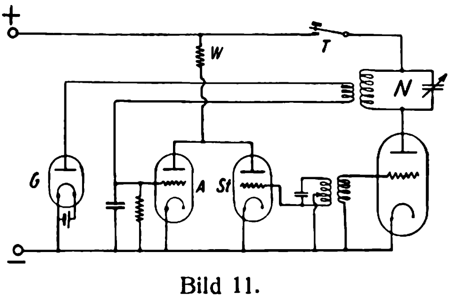


Bild 11.

zum Steuersender *St* und erhält ihre Gitterspannung über eine Gleichrichterröhre *G* aus dem Hochfrequenzkreis *N*. Steuersender *St* und Lastausgleichsröhre *A* erhalten die Anodenspannung über einen Vorwiderstand *W*. Bei offner Taste *T* hören die Schwingungen im Kreis *N* auf, so daß die negative Vorspannung an der Lastausgleichsröhre *A* verschwindet. Durch die Röhre *A* und somit durch den Widerstand *W* fließt dann ein stärkerer Strom, der im Widerstand einen größeren Spannungsabfall verursacht, der so bemessen wird, daß er die höhere Spannung an der Anodenstromquelle ausgleicht.

**Lichtelektrische Tasteinrichtung für Schnelltelegraphie.**

D.R.P. 480 871, Klasse $21a^4$, Gruppe 14 (Marconi, Brit. Priorität vom 6. März 1925), Pat. vom 6. März 1926, ausgegeben am 9. August 1929.

Zur Erzielung großer Uebertragungsgeschwindigkeiten für Schnelltelegraphie soll eine lichtelektrische Zelle und ein Signalband verwendet werden, das zwischen einer Lichtquelle und der lichtelektrischen Zelle vorbeiläuft. Zur Belichtung der Zelle sollen hochfrequente Lichtimpulse verwendet werden, die durch Speisung der Lichtquelle mit Hochfrequenz oder durch hochfrequente Abblendung einer konstanten Lichtquelle erzeugt werden.

**Wellenfilter.**

D.R.P. 478 866, Klasse $21a^4$, Gruppe 22 (Wigge), Pat. vom 5. Juli 1927, ausgegeben am 2. Juli 1929.

Gemäß der Erfindung soll zur Unterdrückung unerwünschter Wellen ein zwei- oder mehrwelliges Schwingungssystem in die Strombahn eingeschaltet oder mit ihr gekoppelt werden. Bei der in Bild 13 dargestellten Anordnung liegt z. B. ein Kreis $K_1$ im

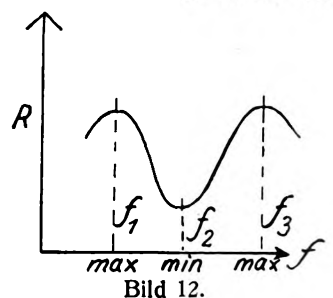


Bild 12.

Antennenkreis, während ein zweiter Kreis $K_2$ mit dem ersten Kreises gekoppelt ist. Für die beiden Koppelfrequenzen $f_1$ und $f_2$ (Bild 12) wird der Widerstand sehr groß, während zwischen beiden Maxima ein sehr

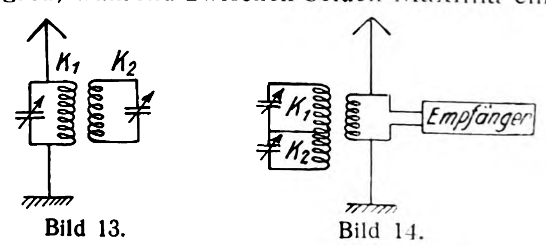


Bild 13. Bild 14.

scharfes Minimum liegt. Bei der in Bild 14 wiedergegebenen Anordnung ist ein zweiwelliges Schwingungssystem $K_1$, $K_2$ mit dem Empfangskreis gekoppelt. Die Kondensatoren der einzelnen Schwingungskreise des mehrwelligen Systems können auf einer Achse angeordnet sein.

**Kurzwellen-Sendeantenne.**

Brit. Pat. 311 449 (Franklin, 11. Februar 1928), veröffentlicht am 13. Mai 1929.

Die Erfindung bezweckt eine Verbesserung der in Bild 15 dargestellten Antennenanordnung (Brit. Pat. 242 342), bei der im Abstand von einer viertel


Digitized by Google

Wellenlänge von der Antenne $A$ ein Reflektor $R$ angebracht ist, der aus einzelnen Drähten besteht, die eine halbe Wellenlänge lang und voneinander isoliert sind. Erfindungsgemäß sollen diese Drähte des Reflektors aus Drahtkäfigen oder Drahtgittern bestehen, wie dies in den Bildern 16 und 17 dargestellt ist. Diese

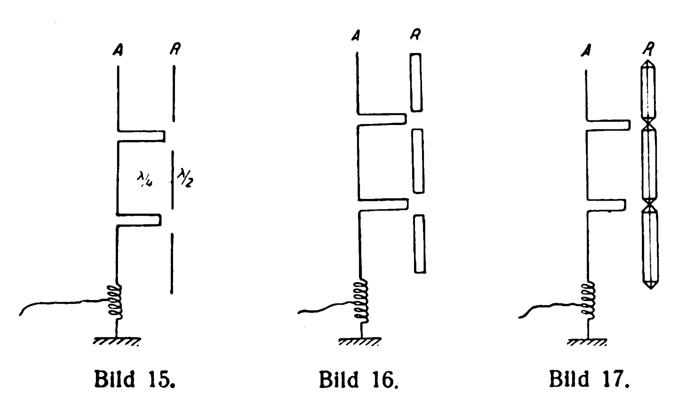


Bild 15. Bild 16. Bild 17.

Reflektoren haben bei gleichem Strahlungswiderstand eine geringere Selbstinduktion und einen geringeren Verlustwiderstand, so daß eine erheblich schärfere Richtcharakteristik zu erzielen ist.

**Sendeantennensystem.**

D.R.P. 480 220, Klasse 21a⁴, Gruppe 66 (Radio Corp., amer. Priorität vom 2. Juni 1927), Pat. vom 1. April 1928, ausgegeben am 6. August 1829.

Die Erfindung betrifft eine Einrichtung zur Verhinderung unerwünschter Strahlung aus einer Antennenzuführung. Bei der in Bild 18 dargestellten Anordnung, bei der die Hochfrequenzenergie dem

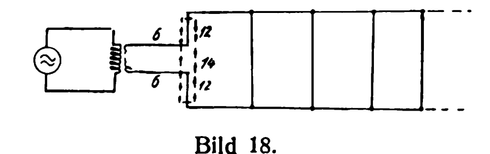


Bild 18.

Antennensystem über die Leitungen 6 und 12 zugeführt werden, hat sich gezeigt, daß die ersten Querstrahler 12 wegen der unrichtigen Phase des Energieflusses die Richtcharakteristik des Antennensystems verbreitert. Diese unerwünschte Strahlung von Speiseleitungen soll erfindungsgemäß dadurch beseitigt werden, daß sie abgeschirmt wird. Bei Bild 18 sind die Leistungen 12 zu diesem Zweck von einem konzentrischen Rohr 14 umgeben, das ungefähr eine halbe Wellenlänge lang ist. Anstatt des Rohres können auch mehrere parallele Leiter verwendet werden.

**Richtantennensystem.**

D.R.P. 480 201, Klasse 21a⁴, Gruppe 46 (Hahnemann), Pat. vom 30. Oktober 1924, ausgegeben am 30. Juli 1929 (Zusatz zum Pat. 474 123).

Die Erfindung betrifft ein Richtantennensystem, bei dem eine einseitige Richtwirkung dadurch erzielt werden soll, daß parallel zur Antennenfläche eine Spiegelfläche angeordnet wird, so daß jeder spiegelbildliche Strahl in die Richtung des zugehörigen jeweils beabsichtigten Richtstrahles zurückgeworfen wird. Bild 19 zeigt eine derartige Anordnung, bei der parallel zur Antennenfläche 1, 2, 3, 4, 5 ein Schirm $S$ angeordnet ist, der aus zweckmäßig geerdeten Leiterreihen 6, 7, 8, 9, 10 besteht. Die Tiefe der Spiegel soll mindestens eine halbe Wellenlänge betragen. Die einzelnen Drähte in

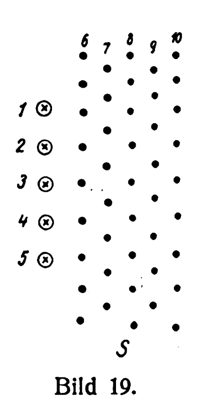


Bild 19.

benachbarten Leiterreihen sind zweckmäßig gegeneinander versetzt.

**Peileinrichtung.**

D.R.P. 477 614, Klasse 21a⁴, Gruppe 48 (Telefunken), Pat. vom 9. Februar 1928, ausgegeben am 11. Juni 1929.

Beim Peilen mit Drehrahmen stellt man diesen senkrecht zur Wellenrichtung ein und verwendet zur Aufhebung störender Rückstrahlung eine geeignete Hilfsantenne. Zur Bestimmung des Richtungssinnes verfährt man dann gewöhnlich so, daß der Peilrahmen um 90° gedreht und mit der Hilfsantenne gleich- oder gegenphasig zusammengeschaltet wird.

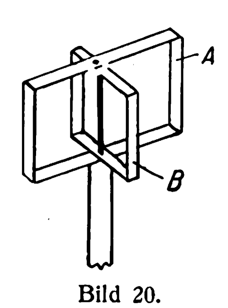


Bild 20.

Erfindungsgemäß kann diese Drehung des Rahmens um 90° dadurch erspart werden, daß mit dem eigentlichen Peilrahmen $A$ (Bild 20) ein zweiter um 90° versetzter Rahmen $B$ zusammengebaut ist, der zur Bestimmung des Richtungssinnes mit der Hilfsantenne zusammengeschaltet wird.

**Störbefreiung.**

D.R.P. 474 974, Klasse 21a⁴, Gruppe 52 (Wiegelmann), Pat. vom 9. April 1926, ausgegeben am 12. Juli 1929.

Zur Beseitigung der Störungen, die bei Hochfrequenzübertragungen auftreten, ist vorgeschlagen worden, die Störschwingungen doppelt und die Zeichen einfach aufzunehmen und durch Gegenkopplung die Störschwingungen auszuscheiden. Zu diesem Zweck können z. B. von einer Sendestelle zwei Trägerwellen ausgestrahlt werden, von denen die

Digitized by Google

eine moduliert, die andere nicht moduliert ist. Nachteilig ist hierbei, daß die zweite unmodulierte Welle nicht nutzbringend ist. Erfindungsgemäß soll nun auch die zweite Welle ausgenutzt werden, indem beide Trägerwellen gegenphasig moduliert werden, so daß beim Empfang die Modulationsströme sich addieren, die Störwellen sich dagegen aufheben. Eine

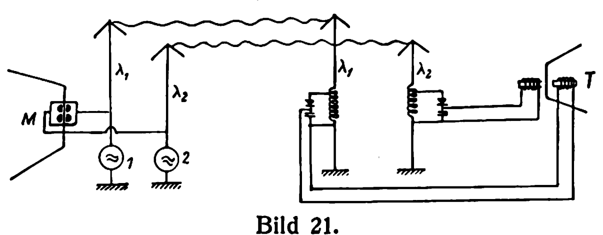


Bild 21.

solche Anordnung zeigt Bild 21, bei der die Modulation der beiden Sender 1 und 2 durch ein Doppelmikrophon *M* erfolgt, während auf der Empfangsseite ein Gegentakttelephon *T* verwendet wird.

**Gleichwellen-Hochfrequenztelephonie.**

D.R.P. 480 368, Klasse 21a[4], Gruppe 55 (Lorenz), Pat. vom 27. Januar 1928, ausgegeben am 2. August 1929.

Bei der Gleichwellentelephonie treten bekanntlich Interferenzstellen auf, in denen die Empfangslautstärke störend beeinflußt wird. Man versucht, diese Störungen dadurch zu beseitigen, daß man periodische Aenderungen der Phase einer oder mehrerer Gleichwellensender vorgenommen hat. Es hat sich nun herausgestellt, daß eine weitere Störung durch Interferenz der niederfrequenten Modulationen auftritt, die die Empfangsgüte beeinträchtigt. Diese kann z. B. dadurch hervorgerufen werden, daß die verschiedenen Gleichwellensender mit dem Aufnahmeraum

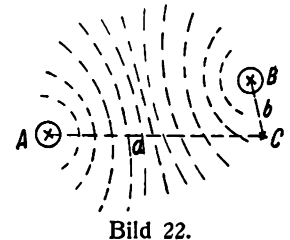


Bild 22.

durch verschieden lange Modulationsleitungen verbunden sind, wie dies z. B. bei der in Bild 22 dargestellten Anordnung der Fall sein würde, wenn der Aufnahmeraum *C* nahe bei einem Sender *B* und weit entfernt vom zweiten Sender *A* sich befindet. Erfindungsgemäß sollen diese Störungen dadurch beseitigt werden, daß in die Niederfrequenz-Uebertragungsleitungen *a*, *b* künstliche Leitungen eingeschaltet werden, die so bemessen sind, daß die Phasenunterschiede wieder ausgeglichen werden.

**Leitungsgerichtete Hochfrequenzübertragung.**

D.R.P. 479 365, Klasse 21a[4], Gruppe 59 (Perego, Mailand), Pat. vom 24. April 1921, ausgegeben am 16. Juli 1929..

Zur Aufnahme der Hochfrequenzschwingungen bei leitungsgerichteter Uebertragung verwendet man zwei für Störschwingungen differential geschaltete Schwingungskreise, die entweder induktiv mit dem Empfänger gekoppelt sind oder in Reihe galvanisch so zusammengeschaltet sind, daß die Empfangsvorrichtung zwischen beiden in Brücke liegt. Diese Anordnung hat den Nachteil, daß der hohe Widerstand des Empfangsapparates in die beiden Stromkreise eingeht. Erfindungsgemäß soll dieser Nachteil dadurch behoben werden, daß die beiden Schwingungskreise

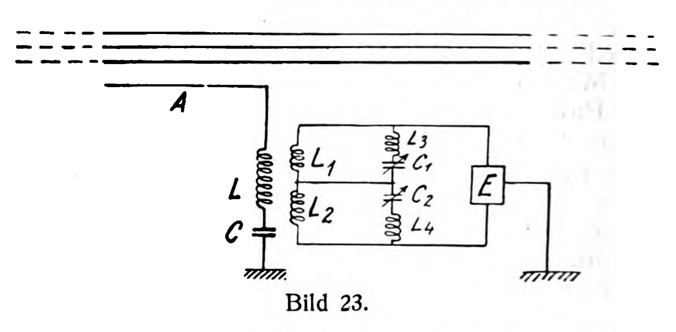


Bild 23.

nicht nur die Kopplungsspulen $L_1$ und $L_2$ (Bild 23) enthalten, sondern noch eine Spannungsresonanzschaltung $C_1$, $L_3$, bzw. $C_2$, $L_4$ enthalten.

**Anzeige und Messung von Oberwellen.**

D.R.P. 479 425, Klasse 21a[4], Gruppe 71 (Lorenz), Patent vom 1. April 1926, ausgegeben am 24. Juli 1929.

Zur Anzeige und Messung von Ober- oder Nebenwellen wird die in Bild 24 wiedergegebene Anordnung vorgeschlagen, bei der die Anordnung so getroffen ist, daß der Einfluß der Grundwelle auf den Wellenmesserkreis *M* durch eine Differentialschaltung völlig

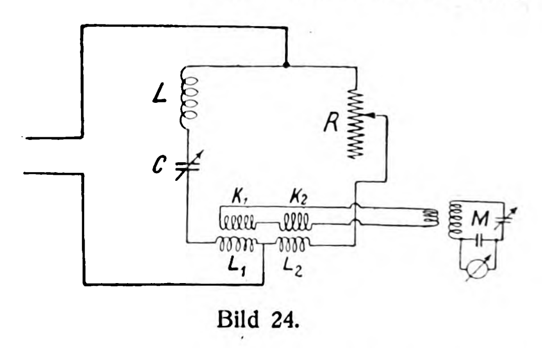


Bild 24.

kompensiert wird. Der Differentialkreis besteht aus dem Abstimmittel *L* und *C*, einem Widerstand *R* und dem Differentialtransformator $L_1$, $L_2$ — $K_1$, $K_2$. Wird *L*, *C* auf die Grundwelle abgestimmt und *R* so eingeregelt, daß er dem Verlustwiderstand der Kombination *L*, *C* entspricht, so heben sich für die Grundwelle die Ströme in $K_1$, $K_2$ auf, da sie in $L_1$, $L_2$ völlig der Amplitude und Phase nach gleich sind. Für alle anderen Frequenzen resultiert aber ein Strom, der auf den Wellenmesserkreis *M* übertragen wird.

**Entgasung von Röhren.**

D.R.P. 479 583, Klasse 21g, Gruppe 13 (Loewe), Pat. vom 8. Mai 1924, ausgegeben am 17. Juli 1929.

Bei der Herstellung hoher Vakua in Hochemissionsröhren zerstäubt man in der Röhre Leichtmetalle, z. B. Magnesium, das die Restgase binden soll. Dabei tritt der Nachteil auf, daß Leichtmetall bereits bei Temperaturen verdampft, bei welchen die Metallteile der Röhre noch nicht derart stark glühen, daß sie ihre

Digitized by Google

Gase völlig abgeben. Erfindungsgemäß sollen nun Leichtmetallegierungen in der Röhre zerstäubt werden, deren Verdampfungspunkt im Vakuum höher als 300 Grad liegt. Als geeignete Legierung kommt z. B. eine 10prozentige Calcium-Magnesium-Legierung mit einem Zusatz von 10 Prozent Aluminium in Frage.

### Bildfernübertragung.

D.R.P. 477 443, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Bartholomew. Mc. Farlane — Brit. Prior. vom 16. Oktober 1922), Pat. vom 24. Dezember 1922, ausgegeben am 11. Juni 1929.

Bei den gebräuchlichen Verfahren zur Bildübertragung wird für jeden abgetasteten Bildpunkt ein besonderes Zeichen übermittelt, dessen besondere Art die Tönung angibt. Erfindungsgemäß soll die zur Uebermittlung erforderliche Zeit dadurch herabgesetzt werden, daß die Uebermittlung nach zwei Wörtern getrennt erfolgt, vo denen der eine die Tönung, der andere die Zahl der Bildpunkte angibt, die mit gleicher Tönung aufeinander folgen.

### Bildzerlegungs- und Bildzusammensetzungsvorrichtung.

D.R.P. 479 173, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Westinghouse, amer. Prior. vom 11. Mai 1927), Pat. vom 11. Mai 1928, ausgegeben am 13. Juli 1929.

Die Erfindung betrifft eine Bildzerlegungs- bzw. Zusammensetzungsvorrichtung, bei der eine sehr hohe Zerlegungsgeschwindigkeit erzielt werden soll, ohne daß für die Bewegung der einzelnen Teile unzulässig hohe Geschwindigkeiten erforderlich sind. Erreicht wird dies erfindungsgemäß dadurch, daß in den Gang der Lichtstrahlen zwischen Bild und lichtempfindlicher

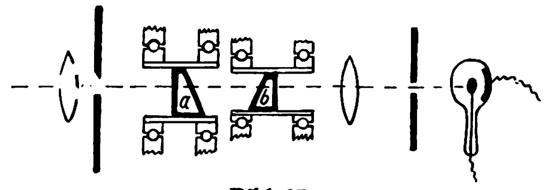



Bild 25.

Zelle zwei Prismen *a*, *b* (Bild 25) eingeschaltet werden, die mit verschiedener Geschwindigkeit umlaufen. Der in der lichtempfindlichen Zelle zur Abbildung gelangende Bildpunkt durcheilt auf dem wirklichen Bildgegenstand eine Spirale, und zwar wird die ganze Spirale von der äußersten Windung bis zur Mitte durchlaufen, die das eine Prisma braucht, um eine halbe Umdrehung hinter dem anderen Prisma zurückzubleiben. Durch Regelung des Verhältnisses der Geschwindigkeiten der beiden Prismen hat man es also in der Hand, jede beliebige Abtastgeschwindigkeit einzustellen.

### Bildzusammensetzung für Fernsehempfänger.

D.R.P. 478 864, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 1. Januar 1928, ausgegeben am 29. Juni 1929.

Für Empfangszwecke bei der Bildübertragung sind die Kathodenstrahlen besonders geeignet, weil sie mit einfachen elektrischen Mitteln leicht zu beeinflussen sind. Besonders für Fernsehempfänger hat man deshalb die Benutzung von Kathodenstrahlröhren, insbesondere in der Form der Braunschen Röhre, vorgeschlagen. Dabei zeigt sich, daß die doppelte Beeinflussung desselben Kathodenstrahlbündels zur Bildzusammensetzung und Helligkeitssteuerung ihren Zweck nicht erfüllen kann, da die Steuerung der Lichtintensität die Elektronengeschwindigkeit ändert, so daß die Ablenkung für die Abtastung nicht mehr eindeutig bestimmt ist. Erfindungsgemäß soll dies dadurch vermieden werden, daß die Helligkeitssteuerung durch ein anderes trägheitslos arbeitendes Organ, z. B. durch eine Kerrzelle erfolgt.

### Bildübertragung.

D.R.P. 480 365, Klasse 21a[1], Gruppe 33 (Ritcheouloff), Pat. vom 22. Februar 1927, ausgegeben am 2. August 1929.

Die Erfindung betrifft eine Vorrichtung zur Bildzerlegung bzw. Bildzusammensetzung, und zwar soll ein photoelektrisch empfindlicher Punkt oder kleine Fläche auf der Sendeseite in zwei aufeinander senkrechten Richtungen vibrieren, während auf der

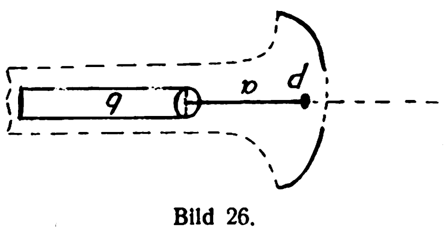



Bild 26.

Empfangsseite ein fluoreszierender oder leuchtender Punkt oder kleine Fläche synchron in zwei zueinander senkrechten Richtungen vibrieren soll. Bei der in Bild 26 dargestellten Ausführungsform sind zwei Federn *a* und *b* vorgesehen, die mit den Enden verbunden sind. Am Ende der Feder *a* befindet sich die lichtempfindliche Zelle *P* bzw. der leuchtende Punkt. Die beiden Federn werden durch getrennte Magnete in zueinander senkrechten Ebenen zum Schwingen gebracht.

### Uebertragung synchroner Bewegungen.

D.R.P. 479 599 (Lorenz), Klasse 21a[1], Gruppe 32, Pat. vom 22. Mai 1927, ausgegeben am 17. Juli 1929.

In vielen Fällen steht nur eine Synchronisierungsenergie von geringer Stärke zur Verfügung, die auf andere Einrichtungen synchron einwirken soll. Erfindungsgemäß soll nun eine Verstärkung der schwachen Synchronisierungsenergie dadurch erzielt

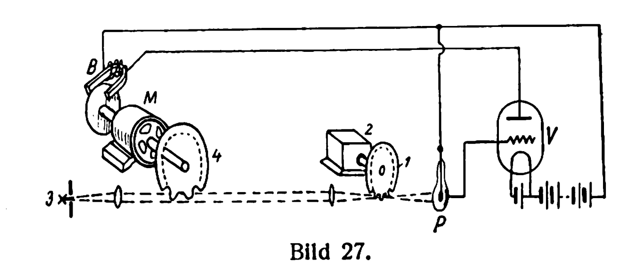



Bild 27.

werden, daß eine lichtelektrische Zelle, die in Abhängigkeit vom Bewegungsunterschied der gesteuerten und der steuernden Vorrichtung beeinflußt wird, die gesteuerte Vorrichtung in Synchronismus hält. Bei der in Bild 27 dargestellten Anordnung besteht die

Digitized by Google

steuernde Vorrichtung aus einer Scheibe 1, die durch ein Uhrwerk 2 oder dgl. angetrieben wird und die an ihrer Peripherie periodisch aufeinanderfolgende durchsichtige und undurchsichtige Streifen besitzt, durch welche die Lichtstrahlen einer Lichtquelle 3 zu einer lichtelektrischen Zelle $P$ gelangen. In den Gang der Lichtstrahlen ist eine zweite Scheibe mit Streifen 4 eingeschaltet, die vom Motor $M$ angetrieben wird, der im synchronen Lauf gehalten werden soll. Die lichtelektrische Zelle $P$ beeinflußt über einen Verstärker eine Wirbelstrombremse $B$ am Motor $M$. Im Ruhezustand muß eine gewisse Phasendifferenz der beiden Scheiben 1 und 4 vorhanden sein. Aendert sich der Synchronismus und damit die Phasendifferenz beider Scheiben, so erfolgt eine entsprechende Beeinflussung der Bremse $B$, die die synchrone Lage wiederherzustellen versucht.

**Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.**

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabetag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| *474974 | 21 $a^4$/52 | 12. 7. 29 | Übertragungssystem |
| 477377 | 21 g/10 | 11. 6. 29 | Drehkondensator |
| *477443 | 21 $a^1$/32 | 11. 6. 29 | Bildfernübertragung |
| *477614 | 21 $a^4$/48 | 11. 6. 29 | Richtungssinnbestimmung |
| 477632 | 21 g/10 | 11. 6. 29 | Blockkondensator |
| 477683 | 21 $a^4$/72 | 12. 6. 29 | Antennenschalter |
| 477754 | 21 $a^4$/22 | 14. 6. 29 | Störbefreiung |
| *477831 | 21 $a^4$/5 | 14. 6. 29 | Hochfrequenzmaschine |
| 477848 | 21 $a^4$/36 | 14. 6. 29 | Wellenanzeiger |
| 477889 | 21 $a^4$/58 | 15. 6. 29 | Befehlsübermittlung an Lokomotiven |
| 477911 | 21 g/4 | 15. 6. 29 | Johnsen-Rahbek-Relais |
| 477985 | 21 g/31 | 28. 6. 29 | Wellenfilter |
| 478316 | 21 g/1 | 24. 6. 29 | Herstellung von Spulenkörpern |
| 478394 | 21 $a^4$/64 | 25. 6. 29 | Antennanlage |
| 478441 | 21 g/13 | 4. 7. 29 | Röhre |
| 478458 | 21 c/72 | 26. 6. 29 | Röhre |
| 478575 | 21 g/20 | 4. 7. 29 | Stromregelung für Röhren |
| 478644 | 21 $a^2$/21 | 29. 6. 29 | Kopfhörer |
| 478645 | 21 $a^4$/8 | 3. 7. 29 | Röhrensender |
| 478664 | 21 $a^4$/51 | 2. 7. 29 | Sende-Empfangsanlage |
| 478665 | 21 $a^4$/68 | 29. 6. 29 | Spulenentkopplung |
| 478736 | 21 g/12 | 10. 7. 29 | Röhre mit Edelgasfüllung |
| *478789 | 21 $a^4$/5 | 1. 7. 29 | Hochfrequenzmaschine |
| 478808 | 21 g/10 | 2. 7. 29 | Blockkondensator |
| *478864 | 21 $a^1$/32 | 29. 6. 29 | Bildübertragung |
| *478866 | 21 $a^4$/22 | 2. 7. 29 | Wellenfilter |
| 478879 | 21 g/10 | 5. 7. 29 | Blockkondensator |
| 478880 | 21 g/10 | 5. 7. 29 | Drehkondensator |
| 478881 | 21 g/10 | 9. 7. 29 | Blockkondensator |
| *479173 | 21 $a^1$/32 | 13. 7. 29 | Bildübertragung |
| 479234 | 21 $a^2$/1 | 13. 7. 29 | Lautsprechermembran |
| 479265 | 21 $a^4$/29 | 16. 7. 29 | Verstärker |
| *479365 | 21 $a^4$/59 | 16. 7. 29 | Leitungs-Hochfrequenztelegraphie |
| 479366 | 21 a4/77 | 16. 7. 29 | Befestigung von Ableitungswiderständen |
| 479368 | 21 g/10 | 16. 7. 29 | Blockkondensator |
| 479369 | 21 g/12 | 15. 7. 29 | Relaisröhre |
| *479425 | 21 $a^4$/71 | 24. 7. 29 | Anzeige u. Messung v. Oberwellen |
| 479513 | 21 g/10 | 17. 7. 29 | Einstellvorrichtung für Kondensatoren |
| 479580 | 21 $a^4$/25 | 17. 7. 29 | Lautsprecherschaltung |
| *479583 | 21 g/13 | 17. 7. 29 | Herstellung von Röhren |
| *479599 | 21 $a^1$/32 | 17. 7. 29 | Bildtelegraphie |
| 479688 | 21 g/12 | 20. 7. 29 | Gasentladungsröhre |
| 479740 | 21 g/10 | 25. 7. 29 | Kondensator |
| 479769 | 21 $a^4$/1 | 27. 7. 29 | Wellenfilter |
| 479786 | 21 c/59 | 29. 7. 29 | Regler für Hochfrequenzmaschinen |
| 479924 | 21 g/31 | 27. 7. 29 | Wellenfilter |
| 479959 | 21 $a^4$/67 | 29. 7. 29 | Abstimmkondensator |
| 479960 | 21 $a^4$/68 | 25. 7. 29 | Spule |
| *480110 | 21 $a^4$/8 | 29. 7. 29 | Piezoeinrichtung |
| 480112 | 21 g/4 | 31. 7. 29 | Relais |
| *480199 | 21 $a^4$/16 | 29. 7. 29 | Tasteinrichtung |
| 480200 | 21 $a^4$/22 | 1. 8. 29 | Entkopplung von Schwingungskreisen |
| *480201 | 21 $a^4$/46 | 30. 7. 29 | Richtantennensystem |
| 480216 | 21 $a^2$/30 | 31. 7. 29 | Spule |
| 480217 | 21 $a^4$/29 | 31. 7. 29 | Empfangseinrichtung mit Mehrfachröhren |
| 480218 | 21 $a^4$/48 | 29. 7. 29 | Peilvorrichtung |
| 480219 | 21 $a^4$/66 | 29. 7. 29 | Empfangsantenne |
| *480220 | 21 $a^4$/66 | 6. 8. 29 | Richtantennensystem |
| 480221 | 21 $a^4$/66 | 29. 7. 29 | Tragbares Empfangsgerät |
| *480365 | 21 $a^1$/32 | 2. 8. 29 | Bildübertragung |
| 480366 | 21 $a^2$/1 | 1. 8. 29 | Lautsprecher |
| *480368 | 21 $a^4$/55 | 2. 8. 29 | Gleichwellensender |
| 480369 | 21 $a^4$/71 | 3. 8. 29 | Meßeinrichtung |
| 480376 | 21 g/3 | 2. 8. 29 | Erzeugung periodischer Bewegungen |
| 480476 | 21 $a^4$/29 | 3. 8. 29 | Empfangsschaltung |
| *480694 | 21 $a^4$/16 | 7. 8. 29 | Röhrensender |
| 480699 | 21 g/10 | 7. 8. 29 | Kondensator |
| 480818 | 21 $a^2$/5 | 8. 8. 29 | Mikrophon |
| 480821 | 21 $a^4$/8 | 8. 8. 29 | Röhrensender |
| 480852 | 21 $a^4$/46 | 9. 8. 29 | Mehrfach-Antennensystem |
| *480853 | 21 $a^4$/46 | 9. 8. 29 | Fading-Beseitigung |
| *480871 | 21 $a^4$/14 | 9. 8. 29 | Schnelltelegraphie |
| 480970 | 21 g/10 | 10. 8. 29 | Kondensator |

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

# Referate.

**P. O. Pedersen.** Drahtlose Echos mit langer Laufzeit. (Wireless echoes of long delay.) Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskab. Mathematisk-fysiske Meddelelser IX, **5**, S. 1—48, 1929.

1. Zuerst wird die Absorption von elektromagnetischen Wellen in einem homogen ionisierten Medium erörtert ohne Berücksichtigung des magnetischen Feldes der Erde.

Ein solches Medium besitzt für Wellen von der Kreisfrequenz $\omega$ eine wirksame Dielektrizitätskonstante

$$\varepsilon = 1 - N \frac{4\pi e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \nu^2} \text{ (elstat. C G S)}$$

und ein wirksames Leitvermögen

$$\sigma = N \frac{4\pi e^2}{m} \frac{1}{\omega^2 + \nu^2} \text{ (el. mg. C G S)},$$

worin $N$ die Anzahl der Elektronen im $\text{cm}^3$, $e$ und $m$ Ladung bzw. Maße derselben und $\nu$ die Zahl der Zusammenstöße der Elektronen in der Sekunde ist. Unter der Voraussetzung, daß $\nu \ll \omega$ ist, wird $\varepsilon = 0$ für $N = N_0 = 3{,}14 \cdot 10.^{10} \omega^2$. Die Phasengeschwindigkeit $v = \frac{c}{n}$ ($c$ = Geschwindigkeit im Vacuum, $n$ = Bre-

hungsexponent des Mediums) ergibt sich aus

$$n = \sqrt{\sqrt{\frac{\varepsilon^2}{4} + \left(2\pi c^2 \frac{\sigma}{\omega}\right)^2} + \frac{\varepsilon}{2}}$$

nd daraus folgt die Gruppengeschwindigkeit ($v_{gr}$)

$$v_{gr} = \frac{c}{n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}}.$$

Außerdem gilt für den Absorptionskoeffizienten $\gamma_0 = \frac{2\pi c \sigma}{n}$, wobei in üblicher Weise $e^{-\gamma_0 \cdot x}$ das Verhältnis der Amplitude am Ende des Weges $x$ zu derjenigen am Anfang desselben ist.

Bei der folgenden Diskussion kommt es nun dem Verfasser darauf an festzustellen, wie groß die Absorption ist unter den Bedingungen, unter denen die Gruppengeschwindigkeit sehr klein wird. Der Gedanke dabei ist zu prüfen, ob die Auffassung (vgl. das Referat van der Pol, ds. Jahrb. **33**, 189, 1929) richtig sein kann, daß die Echos mit langer Laufzeit durch die Fortpflanzung der Wellen in einer Atmosphärenschicht mit sehr kleiner Gruppengeschwindigkeit hervorgerufen werden. Das Resultat ist: „Auch wenn man die Absorption nicht berücksichtigt, die die Wellen infolge der Zusammenstöße zwischen Elektronen und neutralen Luftmolekeln erleiden, so müssen die Wellen doch schon infolge der Zusammenstöße zwischen Elektronen und den notwendigerweise vorhandenen Ionen*) so stark absorbiert werden, daß die beobachteten Echos mit langer Laufzeit unmöglich einen erheblichen Teil dieser Zeit in einer Elektronen-Ionen-Atmosphäre mit sehr geringer Gruppengeschwindigkeit zugebracht haben können."

2. Die zweite Frage, die untersucht wurde, ist die, ob vielleicht solche Echos dadurch zustande kommen können, daß sich die Wellen längs der Grenzfläche zwischen einer stark ionisierten und einer nicht ionisierten Schicht der Atmosphäre ausgebreitet haben. Eine solche Art der Ausbreitung ist durchaus möglich, ohne daß die Absorption allzu große Werte anzunehmen braucht (vgl. unten). Wenn man aber unter der stark ionisierten Schicht die Heaviside-Schicht versteht, so ergeben sich daraus Folgerungen, die mit den bisherigen Beobachtungen nicht in Einklang zu bringen sind.

3. Weiter wird die Möglichkeit besprochen, daß die Wellen in einer nicht ionisierten Atmosphärenschicht sich fortpflanzen, die unten durch die Erdoberfläche, oben durch eine stark ionisierte Schicht begrenzt ist. Es war die Auffassung ausgesprochen worden, daß die Echos mit langer Laufzeit einfach darauf zurückzuführen sind, daß die Wellen in dieser oben und unten leitend begrenzten Kugelschale viele Male um die Erde herumlaufen, ehe sie als Echos aufgenommen werden.

Der Verfasser weist nach, daß die Wahrscheinlichkeit sehr gering ist, daß man auf diese Weise Echos mit langer Laufzeit bekommt. Man darf außerdem nicht vergessen, daß eine Laufzeit von 10 sec eine 75malige Umkreisung der Erde durch die Wellen erfordern würde, ohne daß sie dabei einen sehr großen Teil ihrer Intensität verlieren dürften.

4. C. Störmer hatte (Nature **122**, 681, 1928, C. R. **187**, 811, 1928) die Vermutung ausgesprochen, daß die Echos mit langer Laufzeit z. B. in der Weise zu erklären sind, wie es in Bild 1 für zwei Fälle schematisch gezeichnet ist. In diesem Bilde bedeutet

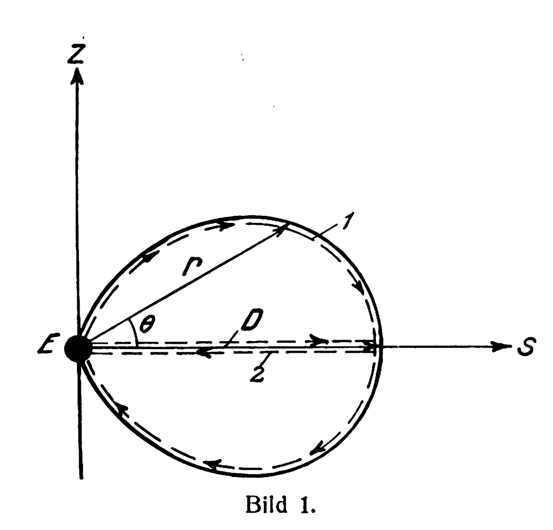



Bild 1.

$E$ die Erde, $S$ die Richtung der Sonne, die ausgezogene Kurve die Grenze des Raums, in den die von der Sonne kommenden Corpuscular-Strahlen infolge der Wirkung des magnetischen Erdfelds nicht eindringen können[1]). Der von der Kurve umschlossene Raum ist also innen (abgesehen von der Erdatmosphäre) als trägerfrei, außerhalb aber als stark elektronen- bzw. ionenhaltig anzusehen. In diesem Fall können Echos mit langer Laufzeit dadurch zustandekommen — wie es beim Strahl 1 zutrifft —, daß die von der Erde kommenden Wellen an der Grenze des trägerhaltigen Raums entlang wandern und dann erst nach der Zurücklegung dieses langen Wegs zur Erde zurückkehren. Die andere Möglichkeit ist die (Strahl 2), daß die von der Erde kommenden Wellen an der Grenze zwischen der ionisierten und nicht ionisierten Schicht wie an einer Art Hohlspiegel zur Erde zurückreflektiert werden.

Die Voraussetzung dieser Erklärung ist, daß die Senderwellen die ionisierten Schichten der Atmosphäre zu durchdringen vermögen. Es sind in dieser Beziehung drei Fälle möglich (vgl. Bild 2): 1. der

*) Im Zusammenhang dieses Abschnitts macht der Verfasser darauf aufmerksam, daß in einem Medium, das nur Elektronen enthält, in dem also nur Zusammenstöße zwischen Elektronen und Elektronen stattfinden können, elektromagnetische Wellen keine Verluste erleiden. Es besteht also für die Ausbreitung von Wellen ein wesentlicher Unterschied, ob die zusammenstoßenden Träger gleiche Masse und Ladung oder ob sie verschiedene Masse oder verschiedene Ladung oder beides haben, wie es beim Zusammenstoß zwischen Elektronen und Ionen im allgemeinen der Fall ist.

Ferner wird gezeigt, daß Elektronenbänke, d. h. Atmosphärenschichten, in denen nur Elektronen in großer Zahl, z. B. N. = $10^5$/cm$^3$ vorhanden sind, infolge der abstoßenden Kräfte zwischen den Elektronen nur ganz kurze Zeit existieren könnten. Die Anwesenheit von positiven Ionen in solchen „Bänken" ist also unbedingt notwendig.

[1]) Wie solche Begrenzungen von Korpuscularstrahlen aus der Sonne im magnetischen Feld der Erde zustande kommen, ist neuerdings von C. Störmer, Naturwissenschaften 17, S. 643 bis 650, 1929, in einer sehr klaren Zusammenfassung seiner Polarlichttheorie ausgeführt worden.

Digitized by Google

Strahl durchdringt die ionisierten Atmosphärenschichten bei jedem Abgangswinkel (= Winkel des Wellenstrahls gegen die Erdoberfläche) (*A* Bild 2), 2. sie durchdringen die ionisierte Atmosphärenschicht von einem bestimmten Abgangswinkel an, während sie bei allen kleineren Abgangswinkeln zur Erde zurückgekrümmt werden (*B* Bild 2), 3. sie durchdringen die ionisierte Atmosphärenschicht bei keinem Abgangswinkel, werden also stets zur Erde zurückgekrümmt (*C* Bild 2). Wie die Verhältnisse in Abhängigkeit von der Wellenlänge um Mittag *(D)* und

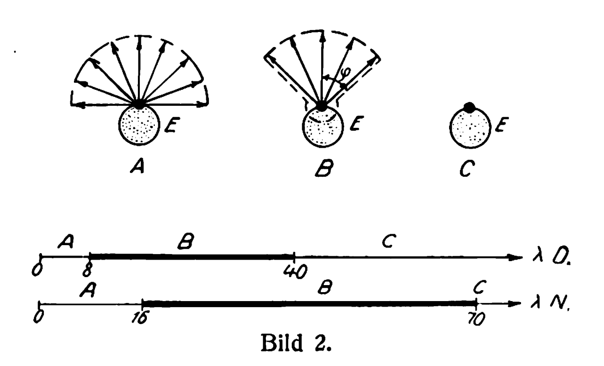


Bild 2.

um Mitternacht *(N)* auf Grund der bisherigen Beobachtungen im Mittel liegen, zeigt der untere Teil bei Bild 2. Bei Tag dringen Wellen mit der Wellenlänge $\lambda > 40$ m, bei Nacht solche von über 70 m nicht durch die ionisierten Schichten hindurch; bei Wellen zwischen 8 und 40 m bei Tag und zwischen 16 und 70 m

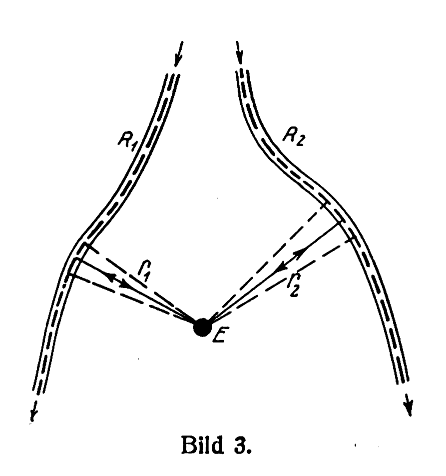


Bild 3.

bei Nacht hängt es vom Abgangswinkel ab, ob sie durch die ionisierten Schichten hindurchkommen oder nicht. Zieht man noch in Betracht, wie groß der Teil der Energie ist, der tatsächlich durch die ionisierte Schicht hindurchkommt im Verhältnis zur gesamten, vom Sender ausgestrahlten Energie, so kommt man zu dem Ergebnis, daß für Wellenlängen in der Nähe von 30 m die Bedingungen besonders günstig sind. Nach der oben angegebenen Auffassung dürften also in diesem Wellenlängen-Gebiete besonders häufig Echos mit großer Laufzeit zu erwarten sein, eine Folgerung, die mit der Erfahrung gut übereinstimmt.

Der Verfasser denkt dann noch an die andere Möglichkeit, daß Wellen an elektronenhaltigen Bändern weit außerhalb der Atmosphäre und weit außerhalb der Wirkung des magnetischen Erdfelds reflektiert werden, z. B. in der Weise, wie es in den Bildern 3 und 4 gezeichnet ist. Bild 3 stellt den Fall dar, daß zwei solche Bänder wie eine Art Hohlspiegel wirken und Wellen zur Erde *E* zurückreflektieren, Bild 4 denjenigen, in dem eine von der Erde kommende Welle an zwei von der Sonne ausgehenden Ionenbändern $R_1$ und $R_2$ in *c* und *a* reflektiert wird, wobei der Wellenstrahl zwischen *a* und *b* eine gekrümmte Bahn infolge der gegen die Sonne hin zunehmenden Ionendichte einschlägt. Dadurch können

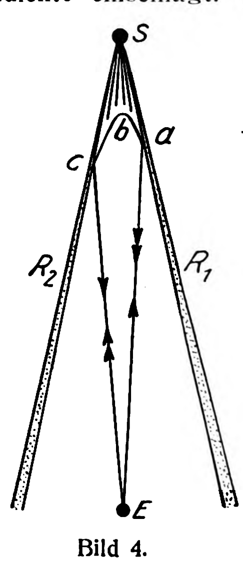


Bild 4.

Echos zustande kommen mit außerordentlich großer Laufzeit, z. B. entsprechend einem Weg von 40·10[6] Kilometer. Die notwendige Bedingung für solche Echos ist dieselbe, wie sie oben für die Echos an den Störmer-Bändern besprochen wurde.

J. Zenneck.

**Fritz Maske.** Beitrag zur Herstellung konstanter Schwingungsfrequenzen eines Röhrengenerators. Phys. Ztschr. 30, S. 197—201, 1929.

Der Zweck der Untersuchungen ist, die Frequenz eines Röhrengenerators von den Änderungen des Heizstromes der Röhre unabhängig zu machen. Durch eine geeignete Schaltung wird erreicht, daß selbst bei einer Heizstromänderung um zirka 10% die Frequenz der Schwingungen bis auf $10^{-5}$% konstant bleibt.

Die Überlegungen, die zu diesem Resultat führen, sind folgende: Die Röhre *R* (Bild 1) wird gemäß der schematischen Darstellung als Kondensator *RK* aufgefaßt, der durch den Anodenkondensator *AK* an den Schwingungskreis *LC* geschaltet ist. Die Rückkoppelung ist nicht eingezeichnet. Eine Änderung des Heizstromes bewirkt eine Aenderung der Röhrenkapazität *RK*, welche die Gesamtkapazität des schwingenden Systems ändert. Diese setzt sich aus *C*, *AK* und *RK* zusammen. *AK* und *RK* sind hintereinander geschaltet und liegen parallel zur Kapazität *C* im Schwingungskreis, Eine Änderung der Größe *RK* wird nun die Generatorfrequenz, die hauptsächlich durch *LC* bestimmt ist, wenig beeinflussen, wenn die Größe des Anodenkondensators hinreichend klein gewählt wird.

Wie Bild 2 zeigt, bestätigen die Ergebnisse der Messungen die vereinfachten Voraussetzungen. Als

Digitized by Google

Abszisse ist in Bild 2 die Heizstromstärke der Röhre aufgetragen, als Ordinate die dadurch hervorgerufenen Kapazitätsänderungen in Prozenten der Kapazität $C$, als Parameter die Größe des Anodenkondensators $AK$. Je nach der Größe von $AK$ wird die Frequenz der Schwingungen bei einer Heizstromänderung von 0,46 auf 0,50 Amp. mehr oder weniger stark beeinflußt; für den Wert $AK = 90$ cm ist der Frequenzeinfluß fast Null geworden.

Die vielfach benutzte Schaltung, wie sie in dem Bild 3 dargestellt ist, ist demnach infolge der starken

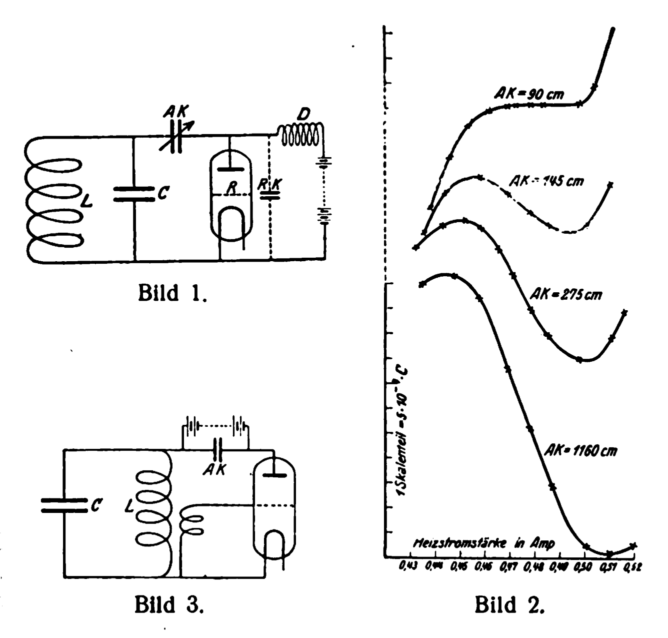



Bild 1.

Bild 3.

Bild 2.

Koppelung zwischen der Röhre und dem Schwingungskreis durch einen großen Blockkondensator ungünstig. Vielmehr ergibt sich die wichtige Forderung, die Röhre durch eine entsprechend kleine $AK$ = Kapazität an den Schwingungskreis zu schalten.

Eine neue Nutzanwendung der Überlagerung von Hochfrequenzschwingungen für Wärmestrahlungsmessungen wird kurz beschrieben: Das eine Plattensystem eines Kondensators wird durch ein dünnes Bändchen aus Hartgummi gehalten. Bei der Bestrahlung des Bändchens ändert sich seine Länge und bewirkt dadurch eine Kapazitätsänderung, die als Schwebungston gemessen wird. Der Vorteil dieser Meßmethode liegt in der großen Empfindlichkeit und der schnellen Einstellung. F. Maske.

**K. B. Eller.** Die Aenderung der Frequenz von Röhrengeneratoren in Abhängigkeit vom Heizstrom, von der Gitter- und Anodenspannung und dem äußeren Widerstand. (On the variation of generated frequency of a triode oscillator due to changes in filament current, grid voltage, plate voltage, or external resistance.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1706 bis 1728, 1928. (Aus dem Forschungs-Laboratorium der Western Union Co., New York.)

Der Inhalt der Arbeit geht schon aus dem Titel hervor. Betrachtet werden zwei Fälle: der „Tuned-Grid-Oscillator" mit Schwingungskreis in der Gitterleitung und der „Tuned-Plate-Oscillator" mit Schwingungskreis in der Anodenleitung.

Die Untersuchung ist sowohl theoretisch als experimentell, das letztere mit UX—201—A Röhren und bei einer Frequenz von ungefähr 1000/sec, ausgeführt worden. Bei der theoretischen Untersuchung wird der Gitterstrom, der für die vorliegende Frage von großem Einfluß ist, berücksichtigt. Es werden aber alle Beziehungen zwischen den Strömen und Spannungen in der Röhre als linear angenommen. Die theoretisch abgeleiteten Ergebnisse sind dem Charakter nach in guter Uebereinstimmung mit den gemessenen.

Am Schluß wird noch der Fall betrachtet, daß ein Gitterkondensator mit Ableitung verwendet wird. Der Verfasser zeigt, daß bei richtiger Wahl des Gitterkondensators und seiner Ableitung sich besonders günstige Verhältnisse erzielen lassen derart, daß man hier tatsächlich die Frequenz erhält, die der Kapazität und der Selbstinduktion des Schwingungskreises entspricht, und daß diese Frequenz in weiten Grenzen von den Betriebsbedingungen unabhängig ist. Als Beispiel mögen folgende Zahlen dienen. Bei einem Generator mit Schwingungskreis in der Gitterleitung mit richtig gewähltem Kondensator und richtiger Ableitung war die Frequenzänderung 0,1% bei einer Aenderung der Anodenspannung um 60% und 0,08% bei einer Aenderung des Heizstroms um 30%. Bei einem Röhrengenerator mit Schwingungskreis in der Anodenleitung waren die entsprechenden Aenderungen der Frequenz 0,087% bei 60%iger Aenderung der Anodenspannung und 0,027% bei einer 30%igen Aenderung des Heizstroms. J. Zenneck.

**D. C. Prince.** Charakteristiken von Doppelgitterröhren und ihr Einfluß auf den Wirkungsgrad. (Four-element tube characteristics as affecting efficiency.) Aus dem Forschungs-Laboratorium der General El. Co. Schenectady. Proc. Inst. Radio Eng. **16,** S. 805—821, 1928.

Der Ausgangspunkt der Arbeit ist die Tatsache, daß bei einer gewöhnlichen Eingitterröhre der Gitterstrom im Verhältnis zum Anodenstrom viel stärker ist, als man nach den geometrischen Dimensionen erwarten sollte. Der Grund ist nach Ansicht des Verfassers der, daß das Gitter bei stark positiven Spannungen die Sekundärelektronen von der Anode bekommt, außerdem mangelhafte Symmetrie im Bau der Elektroden. Er hat nun Röhren bauen lassen, bei denen zwischen dem Steuergitter und der Anode ein zweites (Schutz-)Gitter angebracht und auf einer ca. 50 Volt tieferen Spannung gehalten wurde als die Anode, bei denen außerdem die Elektroden möglichst symmetrisch angeordnet waren, d. h. die beiden Gitter und die Anode zylinderförmig und genau koaxial mit der geradlinigen Glühkathode und die Gitterdrähte parallel dazu.

Der Verfasser zeigt durch Vergleich seiner Messungen mit der Theorie, daß bei einer solchen Röhre der Gitterstrom bis auf ganz geringe Abweichungen den Betrag hat, den man bei vollkommen symmetrischen Verhältnissen nach der Theorie erwartet. Er zeigt ferner, daß solche Röhren praktische Vorteile haben, hauptsächlich, weil ihr innerer Widerstand und infolge davon die Verluste viel kleiner sind als bei den gewöhnlichen Eingitter-Röhren.

J. Zenneck.

Digitized by Google

**E. B. Moullin.** Ein Röhrenvoltmeter zur Messung der Spitzenspannung und des Mittelwertes von Wechselspannungen beliebiger Kurvenform (A thermionic voltmeter for measuring the peak value and the mean-value of an alternating voltage of any wave-form). Journ. Inst. Electr. Eng. London, **66**, S. 886—895, 1928.

Die Spitzenspannung kann man mit einer Anordnung nach Bild 1 feststellen. Hier liegt im Gitterkreis der Röhre ein hochohmiger Widerstand $R$ (1—2 M $\Omega$) und parallel dazu ein großer Kondensator $C$. Der gleichgerichtete Gitterstrom fließt durch den Widerstand $R$. Die Ladung des Kondensators nimmt einen mittleren Wert an. Ist die Zeitkonstante des $R$-$C$-Kreises groß gegen die Periodendauer des Wechselstroms, dann schwankt die Ladung des Kondensators $C$ kaum. Die Kombination von $R$ und $C$ entspricht dann einer Gitterbatterie, deren Spannung gleich

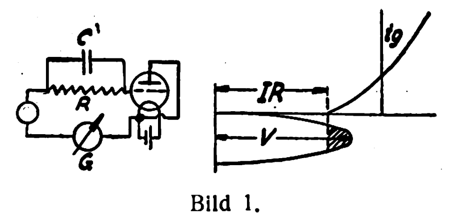



Bild 1.

$R \cdot J$, wo $J$ der mit dem Galvanometer $G$ gemessene Gitterstrom ist. Den Verlauf des Gitterstromes in Abhängigkeit von der Effektivspannung bei sinusförmigem Kurvenverlauf 90 Hz in einer Schaltung nach Bild 1 bei einem Gitterwiderstand von 1,65 M $\Omega$ zeigt

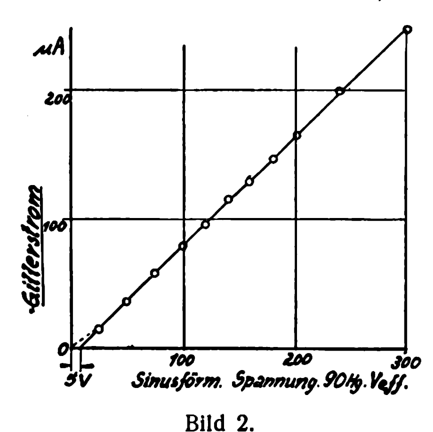



Bild 2.

das Bild 2. Man erhält eine Gerade, welche nicht genau durch den Nullpunkt läuft, aber die Abweichung um 5 Volt ist bald zu vernachlässigen. Aus dem Effektivwert der Spannung läßt sich bei sinusförmigem Verlauf leicht der Spitzenwert berechnen.

Tabelle 1.

| Effektivwert d. Spannung | Gitterstrom I | Spitzenspan. $V = \sqrt{2} \cdot$ Effektivwert | Mittl. Gitterpotential $R \cdot I = 1.65\ I$. | $V$-$IR$ | $\frac{V-IR}{V}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Volt | $\mu$ A | Volt | Volt | Volt | % |
| 50 | 39 | 70,7 | 6,45 | 6 | 8,3 |
| 180 | 150 | 254 | 248 | 6 | 2,4 |
| 200 | 166 | 282 | 274 | 9 | 3,2 |
| 240 | 200 | 339 | 330 | 9 | 2,6 |
| 300 | 250 | 425 | 414 | 11 | 2,6 |

Die Tabelle 1 zeigt die Zusammenhänge und die erreichten Genauigkeiten. Diese sind etwa die gleichen für verschiedene Werte von $R$ zwischen 0,25 bis 3 Megohm. Das Galvanometer, mit dem man den mittleren Gitterstrom mißt, kann man ohne weiteres direkt in Volt eichen, wobei die Teilung linear verläuft. Für einen nicht sinusförmigen Spannungsverlauf, sondern einen komplizierten, ähnlich den Kurven $A$, $B$, $C$ des Bildes 3 ist die Abweichung des gemessenen Spitzenwertes von dem wahren berechnet.

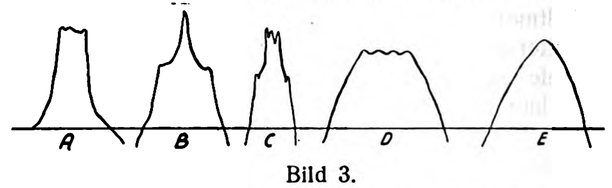



Bild 3.

Im Fall $A$ würde z. B. 339 Volt statt 334,7 Volt, also 1,25% zu hoch gemessen werden, im Fall $B$ 339 Volt statt 344,6 Volt, also 1,6% zu niedrig, während im Fall $C$ der wahre Wert = 336,4 Volt, also 0,75% zu hoch angezeigt würde. Der Fehler wird also auch bei ungewöhnlichen Kurvenformen den Spitzenwert bis auf ± 2% genau zeigen.

Um den Mittelwert der Spannung zu messen, wird in der Schaltung nach Bild 1 der Kondensator $C$ weggelassen. Legt man eine Gleichspannung an, dann erhält man für den Gitterstrom in Abhängigkeit von der Gitterspannung eine Gerade, die bis auf 0,5 Volt Abweichung durch den Mittelpunkt geht. Bei sinusförmigem Spannungsverlauf erhält man auch eine lineare Abhängigkeit des mittleren Gitterstromes von dem Effektivwert der Spannung. Mit steigender Frequenz macht sich die Gitter-Kathoden-Kapazität bemerkbar und ändert die Meßwerte. Die Anordnung ist also nur für Nieder- und Tonfrequenz genau. Die zu erzielenden Genauigkeiten bei nicht sinusförmigem Spannungsverlauf sind aus Tabelle 2 zu ersehen. Die Kurvenform bezieht sich auf das Bild 3.

Tabelle 2.

| Kurvenform | Effektivwert / Mittelwert beob. | ber. | Diff. % | Spitzenwert / Effektivwert beob. | ber. | Diff. % | Spitzenwert / Mittelwert beob. | ber. | Diff. % |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| A | 1,263 | 1,32 | —4,7 | 1,615 | 1,57 | +2,5 | 2.05 | 2,08 | —1,5 |
| B | 1,09 | 1,16 | —6 | 1,80 | 1,85 | —2,8 | 1,96 | 2,15 | —9,0 |
| C | 1,08 | 1,085 | —0,5 | 1,60 | 1,59 | +0,6 | 1,717 | 1,72 | —0,1 |
| D | 1,075 | 1,08 | —0,5 | 1,325 | 1,29 | +2,0 | 1,423 | 1,40 | +1,4 |
| E | 1,092 | 1,1 | —0,8 | 1,475 | 1,48 | —0,3 | 1,613 | 1,63 | —1,0 |

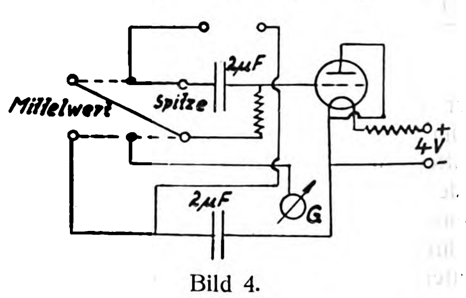



Bild 4.

Das Meßgerät ist z. B. gut anzuwenden, um Verzerrungen eines Verstärkers für Tonfrequenz festzustellen. Hier können Oberschwingungen auftreten, welche die Spitzenwerte der positiven und negativen Halbwelle ungleich machen. Diese Unterschiede kann man leicht feststellen, während man sie mit elektrostatischen Instrumenten kaum faßt. In Verbindung mit einem elektrostatischen Instrument kann man den

Digitized by Google

Effektivwert, den Mittelwert und die beiden Spitzenspannungen messen. Man erhält so ohne Oszillograph einen Überblick über die Kurvenform und etwaige Verzerrungen. Mit einer Schaltung nach Bild 4 kann man leicht die Spitzen- und Mittelwerte bestimmen. Bei einer 4 Volt-Röhre setzt man vorteilhaft die Spannung am Faden durch einen Vorschaltwiderstand auf 3,5 Volt herab. Die Heizung des Fadens ist auf die Voltmeterablesung ohne wesentlichen Einfluß. Der Gitterwiderstand bewirkt bei Änderungen proportionale Änderungen der Voltmeterablesung. Es ist also hier auf einen möglichst konstanten und temperaturunabhängigen Widerstand großer Wert zu legen. Auf das Verhältnis von Spitzen- zum Mittelwert ist aber sein absoluter Wert und dessen Änderung ohne Einfluß. Man kann die Teilung der Skala so wählen, daß bei sinusförmigem Spannungsverlauf der Zeiger für Spitzen- und Mittelwert still stehen bleibt und nur bei nicht sinusförmigem Verlauf seine Stellung ändert. E. Lübcke.

**E. R. Martin.** Eine Elektronenröhrenschaltung zur Messung schwacher Wechselströme. (A vacuum-tube circuit for measuring small alternating currents.) Journ. Opt. Soc. Amer. **18,** 58—61, 1929.

Apparate zur Messung von Wechselströmen, die für Thermogalvanometer nicht mehr genügend Stärke besitzen, sind oft sehr kostspielig, nur für einen begrenzten Frequenzbereich brauchbar und nicht immer von der gewünschten Empfindlichkeit. Diese Schwierigkeiten soll die im folgenden beschriebene Anordnung überwinden.

Vier Elektronenröhren der Type UX 201-A sind nach Bild 1 zu einem Meßkreis so zusammengeschaltet,

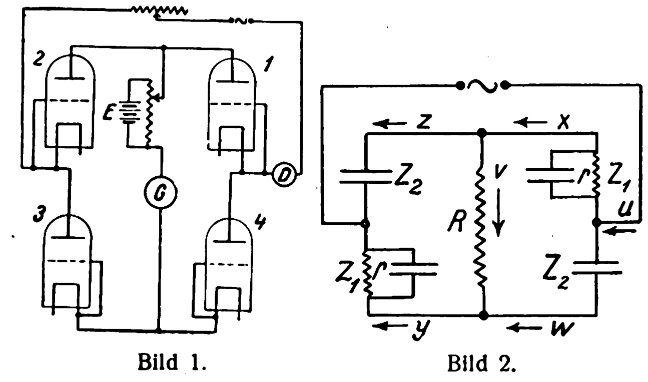



Bild 1. Bild 2.

daß für jede Stromrichtung im äußeren Kreis der Strom im Galvanometer $G$ in gleicher Richtung fließt. Die Batterie $E$ dient zur Kompensation des infolge der Fadenheizung durch das Galvanometer fließenden Nullstromes bei fehlender äußerer Wechselspannung. Die Röhren 3 und 4 können von einer gemeinsamen Heizbatterie gespeist werden, die Röhren 1 und 2 brauchen getrennte Batterien. Die Gitter der Röhren sind mit ihren Kathoden verbunden. Mittels dieser Anordnung können Wechselströme von einer Stärke noch gemessen werden, für die die Empfindlichkeit des eingeschalteten Galvanometers gerade ausreicht. Solange die Frequenz der Wechselströme einige Tausend Hz nicht übersteigt, sind Korrektionen an den beobachteten Werten nicht nötig. Für höhere Frequenzen ist die Apparatur infolge der Röhrenkapazitäten kein vollkommener Gleichrichter; die beachteten Werte müssen dann korrigiert werden.

In Bild 2 sind zum Verständnis der Frequenzabhängigkeit die Stromkreise schematisch wiedergegeben. $u, v, w, x, y, z$ sind die Ströme; $Z_1 = r / (1 + \omega^2 c^2 r^2)^{1/2}$, $Z_2 = 1 / \omega C$, $R$ und $r$ sind Widerstände. Die Abhängigkeit des Wechselstromes $u$ und des gleichgerichteten Stromes $v$ ist nach den Kirchhoffschen Gesetzen bestimmt durch:

$$u = \frac{2R + Z_2 + Z_1}{Z_2 - Z_1} \cdot v.$$

Diese Beziehung wurde mittels des in den äußeren Kreis eingeschalteten Duddell-Thermogalvanometer $D$ nachgeprüft. Dieses Galvanometer ist zuvor für den gesamten Frequenzbereich geeicht worden. Die Vergleichung der Angaben des Drehspulgalvanometers $G$ und des Duddellgalvanometers $D$ erfolgte im Frequenzgebiet von 60 bis zu 3 000 000 Hz. Die Größen $r$ und $C$ waren experimentell zu 1300 $\Omega$ bzw. 7,97 $\mu\mu F$ für die Röhrentype UX 201-A bestimmt worden. Die Vergleichung ergab völlige Übereinstimmung der $G$- und der $D$-Werte bis zu Frequenzen von $10^4$ Hz, bei $10^5$ und $10^6$ Hz weichen die $G$-Werte um einen konstanten Betrag von den $D$-Werten ab, der aber nur wenige Prozent beträgt. Eine Kurve, die für den Strombereich von $1 \cdot 10^{-7}$ bis $8 \cdot 10^{-7}$ Amp. und die Frequenzen 60, $10^3$, $10^4$, $10^5$, $10^6$ Hz aufgenommen ist, läßt dies erkennen. Die untere Grenze von etwa $1 \cdot 10^{-7}$ Amp. war durch die mangelnde Empfindlichkeit des Duddellgalvanometers bedingt, der Verf. verwandte die Apparatur jedoch zur Messung von Strömen bis herab zu $10^{-9}$ Amp. A. Scheibe.

**Ch. G. Suits.** Das selbstgleichrichtende Röhrenvoltmeter. Helv. Phys. Acta **2,** S. 3 bis 32, 1929.

Das in vorliegender Arbeit beschriebene Röhrenvoltmeter weist gegenüber den bisherigen Ausführungsformen eine Reihe von Vorzügen auf. Es arbeitet in bekannter Weise mit Anodengleichrichtung, doch wird zur Speisung von Gitter, Heizung und Anode

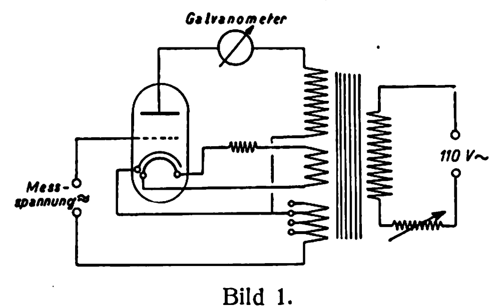



Bild 1.

50-periodiger, über einen kleinen Transformator dem Lichtnetz entnommener Wechselstrom benutzt, wie es aus der in Bild 1 wiedergegebenen Schaltung hervorgeht. Die Nullpunkteinstellung geschieht mittels eines einzigen, auf der Primärseite des Transformators liegenden Regulierwiderstandes, woraus sich eine vorzügliche Konstanz und Reproduzierbarkeit der Einstellung ergibt. Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen zeigen, daß bei Hochfrequenz die Angaben des Instruments frequenzunabhängig sind. Abweichungen ergeben sich erst bei Frequenzen unterhalb 500 Hz, indem Schwebungen

Digitized by Google

zwischen der Meßfrequenz und der in der Schaltung vorhandenen Speisefrequenz auftreten. Sind beide Frequenzen einander gleich, so ist der Anodengleichstrom eine Funktion des Phasenwinkes, und das Voltmeter läßt sich als Phasenmesser benutzen. Nach der Theorie soll die Empfindlichkeit des Wechselstromvoltmeters nur die Hälfte des entsprechenden Gleichstromvoltmeters betragen; praktisch wird sie jedoch durch Verwendung indirekt geheizter Röhren mit größerer Steilheit nahezu gleich. Während der wirksame Widerstand dem anderer Röhrenvoltmeter entspricht, liegt der Wellenformfehler unterhalb des bei Gleichstrominstrumenten auftretenden. Der durch Schwankungen der Netzspannung verursachte Fehler liegt unterhalb 0,5 Prozent.

Seine Einfachheit läßt das Instrument für den praktischen Gebrauch vorzüglich geeignet erscheinen.

H. E. Hollmann.

**G. Pession** und **G. Montefinale.** Die drahtlose Zentralstation in Rom (San Paolo). (Radio telegraphic center at Rome (San Paolo.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1404—1421, 1928.

Nach einleitenden Bemerkungen über die Anordnung der Station und ihrem bis vor kurzem gebrauchten Poulsen-Sender beschreiben die Verfasser hauptsächlich den 34-m-Röhrensender. Er arbeitet mit wassergekühlten 25 kW Philips Z 82-Röhren, die eine Heizspannung von 16—17 Volt, einen Heizstrom von 17 Amp., eine Anodenspannung von ca. 12000 Volt und einen Emissionsstrom von nahezu 8 Amp. haben. Der Sender, der mit 20 kW betrieben wird, bietet im übrigen keine Besonderheiten.

Außer diesem Kurzwellen-Sender besitzt die Station noch einen Langwellen-Röhrensender von 15 kW und mit 12 Marconi MT 6-Röhren. Dieser Sender arbeitet auf die große Antenne der Station und die Wellenlänge kann auf 4800 m (Strom am Fuß der Antenne 38 Amp.) oder auf 2250 m (Antennenstrom 18 m) eingestellt werden. Durch diesen Langwellen-Sender kann die Station mit jeder anderen europäischen Station und mit jedem Punkt im Mittelmeer verkehren.

Auf der Station ist auch noch ein 32-m-Sender von 6 kW und ein 3-kW-Kurzwellen-Sender vorhanden für diejenigen Fälle, in denen die 34-m-Welle wegen der Erscheinung der toten Zone nicht gehört werden kann.

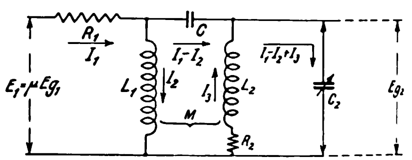
Von den Versuchen, die in großer Zahl gemacht wurden, berichten die Verfasser u. a. folgendes. Als der Reihe nach mit den Wellenlängen 100, 80, 66, 50, 40, 34 und 32 m gesandt wurde, zeigte sich klar, daß der Unterschied zwischen Tag- und Nachtreichweite um so ausgesprochener wurde, je größer die Wellenlänge war. Mit der Wellenlänge 100 und 80 m ist die Tagreichweite ungefähr 25 mal kleiner als die Nachtreichweite. Bei 50 m ist die Tagreichweite schon ziemlich groß. Bei 40 m macht sich die tote Zone bei Nacht bemerkbar. Die 32-m-Welle hatte eine viel bessere Tagreichweite als alle die anderen; bei Nacht ist die tote Zone auffallend stark ausgesprochen, sie geht ungefähr von 500—1500 km. Die allgemeine Erfahrung, daß der Einfluß der atmosphärischen Störungen mit Verminderung der Wellenlänge sehr viel schwächer wird, hat sich auch hier bestätigt.

Bezüglich des Empfängers betonen die Verfasser, daß von allen untersuchten Antennen die Beverage-Antenne die besten Resultate gab, größere Zeichenstärke als die Vertikalantennen und geringere Beeinflussung durch die atmosphärischen Störungen.

J. Zenneck.

**H. Diamond** und **E. Z. Stowell.** Bemerkungen zur Theorie der Hochfrequenz-Transformatoren. (Note on radio-frequency transformer theory.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1194 bis 1202, 1928.

Die Theorie der Verfasser unterscheidet sich von der üblichen dadurch, daß sie die Kapazität zwischen der Primär- und Sekundärspule des Transformators berücksichtigen, d. h. also ein Schema von der Form des nebenstehenden Bildes zugrunde legen. Die abgeleiteten Ergebnisse werden mit denjenigen von Messungen an HF-Transformatoren verglichen und liefern eine viel bessere Uebereinstimmung als diejenigen, die die gewöhnliche Theorie ergibt. Der Hauptunterschied gegenüber dem Fall, in dem die Kapazität des Transformators keine Rolle spielt, ist der, daß der Wert des wechselseitigen Induktionskoeffizienten, der bei gegebener Frequenz einen maximalen Sekundärstrom oder eine maximale Sekundärspannung liefert, erheblich anders werden kann. Ebenso ändert sich die Abhängigkeit der wirksamen Impedanz der Primärspule von der Frequenz, wie man schon dem Schema des obenstehenden Bildes ansieht.




J. Zenneck.

**E. T. Cho.** Die Bedingung für maximalen Strom in einem Röhrengenerator. (A study of the three-electrode vacuum tube oscillator. — Conditions for maximum current.) Phil. Mag. (7) **7,** 1038—1049, 1929.

Die Arbeit bezieht sich auf den Fall, daß der Schwingungskreis in der Gitterleitung liegt (tuned grid oscillator). Geändert werden alle möglichen Größen, z. B. Induktivität und Widerstand des Schwingungskreises, Stärke der Rückkopplung, Heizspannung usw., und in jedem Fall wird die Kapazität des Schwingungskreises so eingestellt, daß der Strom ein Maximum wird. Man bekommt auf diese Weise eine Menge zusammengehöriger Werte, die der Bedingung maximalen Stroms genügen. Die Ergebnisse werden dann nach verschiedenen Gesichtspunkten (verschiedene Abszissen und Parameter) durch Kurven dargestellt.

Der theoretische Schlußabschnitt vernachlässigt den Gitterstrom und setzt alle Röhrenbeziehungen als linear voraus.

J. Zenneck.

**P. Koehler.** Die Konstruktion von Transformatoren für Niederfrequenz-Verstärker mit vorgegebener Charakteristik. (The design of transformers for aud-

Digitized by Google

requency amplifiers with preassigned characteristics.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1742—1770, 1928.

Die ausführliche Arbeit beschäftigt sich mit den Bedingungen, denen Transformatoren für Niederrequenzverstärker, insbesondere als Kopplungselemente zwischen den einzelnen Stufen eines Mehrach-Verstärkers zu genügen haben. Am Schluß wird noch eine Methode besprochen, um die Wirkung des Gleichstroms in den Transformator-Windungen zu kompensieren, und ein Verfahren angegeben, um die kapazitive und induktive Reaktanz von Transformatoren zu messen. J. Zenneck.

**A. F. van Dyck** und **F. H. Engel.** Die Prüfung von Röhren. (Vacuum-tube produktion tests.) Aus dem Prüfungslaboratorium der Radio Corporation of America.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1532—1552, 1928.

In der Arbeit werden die Apparate und Einrichtungen der Radio Corporation geschildert, die den Zweck haben, eine große Zahl von Röhren auf alle möglichen Eigenschaften zu prüfen und damit die Röhrenfabrikation dauernd zu überwachen. Zu diesen Prüfungen gehören z. B. die Bestimmung des Heizstroms bei gegebener Heizspannung, des Anodenstroms, des Durchgriffs, des Emissionsstroms, des Isolationswiderstandes zwischen den Elektroden, des Vacuums in der Röhre, der Verstärkung unter Bedingungen, wie sie denjenigen beim wirklichen Empfang möglichst ähnlich sind, und endlich die Messung der Lebensdauer von Stichproben der verschiedenen Röhrentypen. J. Zenneck.

# Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten.)

**Radiotechnik VI.** Die elektrischen Wellen. Von Dr. F. Kiebitz, Professor der Universität Berlin, Dirigent der Abteilung Funkwesen des Reichspostzentralamtes. Sammlung Göschen, Bd. 1010, 125 S. mit 28 Abb. Berlin und Leipzig 1929, Verlag Walter de Gruyter u. Co. In Leinen geb. 1,50 Mk.

**Fernmelderecht mit Rundfunkrecht.** Von Dr. Eberhard Neugebauer, Ministerialrat. 3. Aufl. des „Funkrechts". Stilkes Rechtsbibliothek Nr. 33. 1016 S. Berlin 1929, Verlag von Georg Stilke. Gzl. geb. 24 Mk.

**Grundebgriffe der Elektrotechnik.** Von Dr.-Ing. F. Bergtold, Dozent an der Technischen Staatslehranstalt München. 1. Bd., 153 S. mit 293 Abb., 8°. Stuttgart 1929. Verlag von Ferdinand Enke. Geh. 7 Mk., geb. 8,50 Mk.

**Uebertragungstechnik.** Von Rudolf Winzheimer, Dipl.-Ing., Telegraphendirektor im Reichspostzentralamt. VI u. 235 S. mit 207 Abb., 8°. München 1929, Verlag R. Oldenbourg. Brosch. 10 Mk., geb. 12 Mk.

**Die Akkumulatoren,** ihre Theorie, Herstellung, Behandlung und Verwendung. Von Prof. Dr. W. Bermbach. Vierte vermehrte und verbesserte Auflage. VI u. 214 S. mit 107 Textabb. Berlin 1929, Verlag von Julius Springer. Geh. 8,50 Mk., geb. 9,75 Mk.

# Bücherbesprechungen.

**Handwörterbuch des elektrischen Fernmeldemeldewesens,** herausgegeben von Dr.-Ing. E. H. Ernst Feyerabend, Staatssekretär im Reichspostministerium, Dr. rer. pol. Hugo Heidecker, Oberpostrat im Reichspostministerium, Professor Dr. phil. Franz Breisig, Abteilungsdirigent im Reichspostministerium, August Kruckow, Präsident des Reichspostzentralamts. 1. Band: 830 Seiten, 1319 Bilder, 2. Band: 903 Seiten, 1450 Bilder. Berlin 1929, Verlag von Julius Springer. Gebunden RM. 192. —.

Dieses im besten Sinne groß angelegte Sammelwerk umfaßt das gesamte Fernmeldewesen und alle möglichen benachbarten Gebiete: Allgemeine physikalische Grundlagen, theoretische Elektrizitätslehre, Telegraphen-, Fernsprech- und Funktechnik (einschließlich des Eisenbahn-Signalwesens und der Bergwerks- und Schiffstelegraphie), Linien- und Leitungsbau, Betrieb der Fernmeldeanlagen, Telegraphen- und Fernsprech-Ordnungen, Tarif-Grundsätze und Tarife, Rechtswesen, Statistik, Organisation des Fernmeldewesens in den Ländern der Erde, zwischenstaatliche Beziehungen, geschichtliche Entwicklungen. Es handelt sich also nicht nur um die technische und physikalische Seite des Fernmeldewesens, sondern auch um rechts- und wirtschaftswissenschaftliche Fragen, die im Zusammenhang damit stehen.

Wie schon aus dem Titel hervorgeht, hat das Handbuch den Charakter eines Wörterbuches. Die zu den einzelnen Worten gehörigen Erklärungen und Artikel sind von Spezialisten abgefaßt. Sie sind knapp, aber doch ausführlich genug, um ein Bild über die wesentlichen Fragen zu geben. Diese sind außerordentlich klar hervorgehoben; die Artikel sind infolge davon eine vorzügliche erste Einführung in den behandelten Gegenstand. Nach dem Grundsatz, daß eine einfache Abbildung unter Umständen sehr viel mehr aussagt als eine lange Beschreibung, sind reichlich Bilder beigegeben (vgl. die Zahlenangaben oben).

Hinter jedem Gegenstand, der im Handwörterbuch aufgeführt ist, steht der entsprechende englische und französische Ausdruck, so daß das Buch auch als sprachliches Wörterbuch auf dem behandelten Gebiete anzusehen ist. Der Gedanke liegt nahe, die in dem Buch enthaltenen englischen und französischen Ausdrücke in einem Anhang zusammenzustellen und bei jedem Wort auf die Seite, in der der Gegenstand behandelt und die deutsche Uebersetzung zu finden ist, hinzuweisen. Das Buch könnte dann als wertvolles technisches Wörterbuch beim Lesen englischer oder französischer Abhandlungen auf diesem Gebiete dienen. Vielleicht würde es sich lohnen, dies bei einer Neuauflage zur Ausführung zu bringen.

Ich bin überzeugt, daß das Buch jedem, der mit irgendeiner Seite dieses Gebietes zu tun hat, sehr viel Arbeit abnehmen wird und hoffe, daß es in recht viele Instituts-Bibliotheken Eingang findet.

J. Zenneck.


Digitized by Google

**The Physical Principles of Wireless.** Von J. A. Ratcliffe. Band 3 der Sammlung „Methuen Monograph on Physical Subjects". 102 S. mit 37 Abb., 8°, London 1929, Methuen & Co. Preis 2 s 6 d.

Der Inhalt geht am besten aus folgenden Kapitel-Ueberschriften hervor: 1. Wechselstromkreise, 2. Elektronenröhren, 3. Sender, 4. Empfänger, 5. drahtlose Telephonie, 6. Verstärker, 7. Verschiedenes (kurze Wellen und das vollständige elektromagnetische Spektrum; Messung der Frequenz; Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie; Funkpeilung).

Das kleine Buch ist nicht etwa eine jener Anleitungen für Amateure, wie sie heute in Menge und in allen möglichen Gütegraden im Buchandel sind. Es ist eine ausgezeichnete konzentrierte Darstellung der wichtigsten physikalischen Grundlagen der drahtlosen Telegraphie. Die mathematischen Voraussetzungen sind etwa so, wie man sie von einem Experimentalphysiker oder Elektroingenieur verlangt. Die Ausführungen sind knapp, aber immer klar, die Auswahl des Stoffes, wie sie gerade bei einem Buch von so geringem Umfange besondere Schwierigkeiten bietet, vorzüglich.

Das Buch verdient auch in Deutschland eine weite Verbreitung. J. Zenneck.

**Die neuere Entwicklung der Hochfrequenz-Telephonie und -Telegraphie auf Leitungen.** Von E. Habann. Sammlung „Die Wissenschaft", 167 Seiten, 143 Abbildungen, Braunschweig 1929, Verlag von Vieweg & Sohn. Geh. RM. 17,50, geb. RM. 19,50.

Was das Buch will, zeigt am besten der folgende Auszug aus dem Inhaltsverzeichnis.

1. Die Elemente des Hochfrequenzgeräts (Verstärker, Generatoren, Modulationseinrichtungen, Empfänger, 2. die Vierpol-Theorie und ihre Anwendung in der Hochfrequenz-Telephonie längs Leitungen (die Vierpol-Theorie, die einfache Fernleitung, Abstimmmittel mit Einschluß von Kettenleitern, Koppelung, Gesamtschaltung), 3. die Ausgleichs-Schaltungen, 4. der Mehrfach-Verkehr auf Postleitungen, praktische Ausführung, 5. Zwischenverstärker, 6. die Hochfrequenz-Telephonie auf Hochspannungsleitungen, 7. zusammengesetzte Leitungen, 8. der interferenzfreie Mehrfach-Verkehr, 9. die Hochfrequenz-Telephonie und -Telegraphie auf Kabeln.

Ich habe das Buch mit großem Interesse durchgesehen und möchte es allen denen, die sich für das Hochfrequenzgebiet interessieren, angelegentlichst empfehlen. Es enthält Anwendungsgebiete der Hochfrequenzströme, über die man Zusammenfassendes sonst wenig findet.

Der Verfasser setzt die Grundlagen der Wechselstrom-Theorie voraus, ebenso auch die Grundlagen der Hochfrequenztechnik und die mathematischen Hilfsmittel, die auf diesen Gebieten für die normalen linearen Aufgaben ausreichen. Die Darstellung ist durchaus klar und anschaulich. Zuerst wird meist die Theorie gegeben für den einfachsten oder auch den allgemeinen Fall, dann wird die Anwendung in den oft recht komplizierten Schaltungen durch schematische Schaltbilder oder die in der Praxis tatsächlich gebrauchten Schaltungen gezeigt und durch photographische Abbildungen der Betriebsapparate illustriert.

Die Ausstattung des Buches ist gut. Daß man an den Photographien der Apparate-Schränke nicht viel sieht, ist nicht Schuld der Aufnahmen oder der Wiedergabe; man sieht bekanntlich an der Außenseite der wirklichen Apparate-Schränke auch kaum etwas.

Hoffentlich ist es dem Verlag möglich, bei einer Neuauflage den Preis des Buches herabzusetzen.

J. Zenneck.

**Données Numériques de Radioélectricité.** Von R. Mesny. Extrait du Vol. VI des Tables Annuelles de Constantes (1923-1924), VII u. 26 S. mit 38 Figuren im Text, 4°, Paris 1928, Gauthier-Villars & Cie. Geh. Frs. 15.—, geb. Frs. 30.—.

Das Buch, dessen Verfasser einen sehr guten Namen in der drahtlosen Telegraphie besitzt, ist ein Auszug aus den Tables annuelles de constantes et données numériques, die auf Veranlassung des Conseil international de recherche herausgegeben werden.

Der Inhalt ist folgender:

1. Elektronenröhren (Sende- und Empfangsröhren der General Electric Co., zerlegbare Gleichrichter und Eingitterröhre nach Holweck, Emission der Heizdrähte usw.), 2. Charakteristiken von Detektorröhren mit Alkalidämpfen, 3. Permeabilität von Eisen und Nickel bei hoher Frequenz, 4. Ausbreitung der Wellen (Absorptionskoeffizient, Feldmessungen, Vergleich mit der Formel von Austin-Cohen), 5. Strahlungsmessungen in verschiedenen Laboratorien, 6. Funkpeilung, 7. Verschiedenes (Wellen-Antenne, Wirkung parabolischer Spiegel, Richtung atmosphärischer Störungen, Vergleich der Frequenznormalien usw.). 8. Tabellen für die Berechnung von Selbst- und wechselseitigen Induktionskoeffizienten.

Es handelt sich bei dem ganzen um einen Auszug aus allen möglichen Arbeiten, die in den verschiedensten Zeitschriften zerstreut sind. Wie aus der Zusammenstellung hervorgeht, scheint der Stoff ziemlich willkürlich ausgewählt. Tatsächlich ist aber der Gedanke der, jährlich derartige Zusammenstellungen herauszugeben, die allgemein interessierende Formeln, Tabellen, Diagramme und Zahlenangaben aus der Literatur des letzten Jahres enthalten sollen.

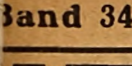
J. Zenneck.

**Führer durch die Radiotechnik 1930.** Der große deutsche Radiokatalog. 1200 Radioapparate und -Einzelteile einschließlich der Neuheiten der 6. Großen Deutschen Funkausstellung. 102 S. mit ca. 500 Abb. Berlin 1929, Verlag Anode G. m. b. H. Geh. 1,50 Mk.

Dieser von Herrn Dr. F. Noack in Zusammenarbeit mit den Herstellerfirmen angefertigte Katalog gibt einen umfassenden Ueberblick über die Erzeugnisse der deutschen Rundfunkindustrie. Da nicht nur fertige Geräte, sondern vor allem sämtliche für Rundfunkempfänger in Betracht kommenden Einzelteile in übersichtlicher Weise und mit Angabe ihrer wesentlichen Eigenschaften aufgeführt sind, so wird der Katalog für jedes physikalische Laboratorium ein willkommenes Hilfsmittel sein, das über käufliche Bauteile und ihre Bezugsquellen unterrichtet. Eine Beilage zum Katalog enthält ein Sachverzeichnis und die Preisliste.

E. Manz.


Digitized by Google




Band 34 November 1929 Heft 5



# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

**Gegründet 1907**

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Prof. Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

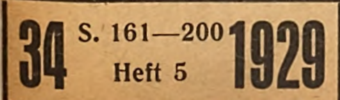
Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz




1 9 2 9






*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3,50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

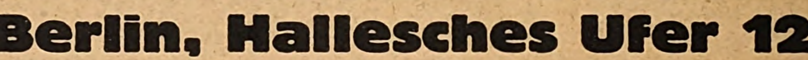
Digitized by Google




# Telefunken




Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.



**Berlin, Hallesches Ufer 12**

liefert alle für drahtlose Telegraphie und Telephonie
erforderlichen Geräte entsprechend dem neuesten Stand der Technik

**Vollständige Sende- und Empfangsanlagen
jeder Reichweite für den Nachrichten- und Sicherungsdienst
im Land-, See- und Luftverkehr**

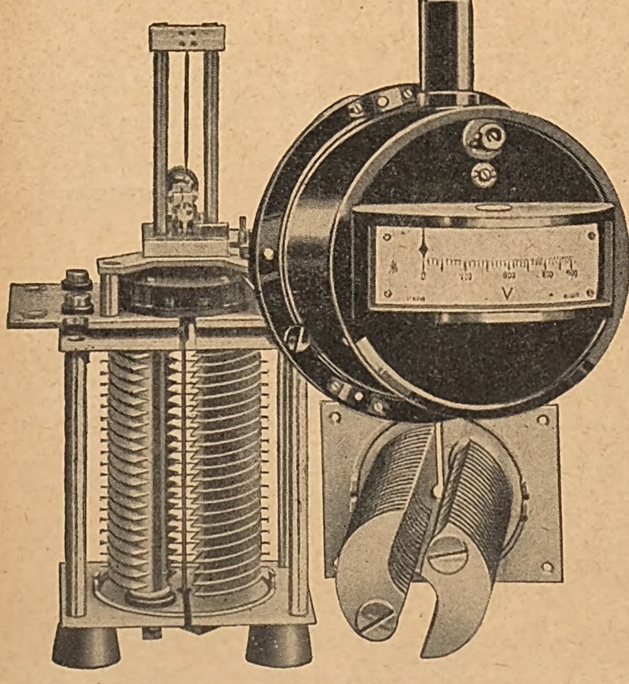
**Funkpeilanlagen und Navigationssender**

**Einrichtungen für Telephonie längs Hochspannungsleitungen
mittels Hochfrequenz**

**Rundfunksender jeder Leistung**

**Sende-, Verstärker- und Gleichrichter-Röhren**

**Empfänger und Röhren für den Rundfunk**



# H&B

## ELEKTROSTATISCHE VOLTMETER

H&B Multizellular-Voltmeter sind die einzigen elektrostatischen Geräte, die zum Messen niedriger Wechselspannungen geeignet sind. Sie arbeiten mit sehr geringem Eigenverbrauch. Die Hochfrequenz-Technik bevorzugt diese Voltmeter, weil sie frequenzunabhängig sind. In Verbindung mit Spannungsteilern sind statische Voltmeter auch für Hochspannungsmessungen bis 1 Million Volt zu verwenden. Jahrzehntelange Erfahrungen im Bau dieser Geräte geben Gewähr für höchste Vollendung in Ausführung und Form.

# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT/MAIN**




Digitized by Google

Band 34 November 1929 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen
Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Fortschritte beim Bau und bei der Anwendung von Widerstandsverstärkern.

Von Manfred von Ardenne, Berlin.

**Inhaltsübersicht:**

I. Neue Widerstandsverstärker.
  A. Reduktion der Stufenzahl.
  B. Verstärkung von Niederfrequenzen.
  C. Gleichzeitige Anodengleichrichtung und Niederfrequenzverstärkung.
  D. Kopplung zwischen Hochfrequenz- und Niederfrequenzteil.
  E. Beispiele für technische Ausführung der Röhren.
  F. Verstärker mit hohen Anodenspannungen.
II. Abschwächung der Hochfrequenzverstärkung in widerstandsgekoppelten Niederfrequenzverstärkern.
III. Gleichzeitige Verstärkung mehrerer Frequenzen.
  A. Verstärker für Fernsehgeräte.
  B. Hochfrequenzkraftverstärker.
  C. Aperiodische Feldverstärkung.

## I. Neue Widerstandsverstärker.

### A. Reduktion der Stufenzahl.

Die neueste Entwicklung beim Bau von Widerstandsverstärkern für Niederfrequenz steht im Zeichen einer weiteren Verringerung der Stufenzahl auf zwei, die dadurch möglich wurde, daß die Verstärkung der Vorstufe auf Grund wichtiger Gesichtspunkte erheblich gesteigert wurde. Rein äußerlich betrachtet kann die Entwicklung mit dem im Jahre 1925[1]) ermöglichten Uebergang von der vier- zur dreistufigen Kaskade in Parallele gesetzt werden. Tatsächlich handelt es sich jedoch im vorliegenden Falle um die Einführung eines prinzipiellen Grundsatzes: Spannungsverstärkung bei einer Gittervorspannung von Null Volt. Es möge darauf etwas näher eingegangen werden.

Um Gitterströme und Gitterverzerrungen zu vermeiden, wurde bei der bisher üblichen Dimensionierung eine schwach negative Vorspannung für unbedingt notwendig erachtet. Um bei normalen Anodenspannungen überhaupt in einen für Verstärkung geeigneten Teil der Kennlinie zu kommen, mußte daher mindestens ein Durchgriff von $D = \frac{-E_g}{E_a}$ zur Anwendung kommen. Für $E_a = 100$ Volt und $E_g =$ minus 1 Volt erhält man also zum Beispiel eine Verstärkungsziffer von 100. Ueber derartige Verstär-

[1]) M. v. Ardenne und H. Heinert, Ueber Widerstandsverstärker, ds. Jahrbuch 26, S. 52, 1925.

Digitized by Google

kungen hinauszukommen, ist ersichtlich nur möglich durch weitere Verringerung der negativen Gittervorspannung. Bei der Dimensionierung der zu besprechenden Verstärker wird bei verschwindender Gittervorspannung gearbeitet, so daß zur Erreichung günstiger Teile der Kennlinie bereits extrem kleine Durchgriffe genügen, die zusammen mit hohen Anodenwiderständen Verstärkungsziffern bis zu 400 pro Stufe ergeben. Es ist die Aufgabe der folgenden quantitativen Betrachtungen, den Rechnungsgang bei der Konstruktion wiederzugeben und den Nachweis zu erbringen, daß die Frequenzbenachteiligungen ausreichend klein gehalten werden konnten.

B. Verstärkung von Niederfrequenz.

Die neue Einheit des Zweistufenverstärkers umfaßt eine Vorröhre und ein Lautsprecher-Endsystem. Von der Vorröhre ist zu verlangen, daß sie bei den praktisch, z. B. beim Empfang, vorliegenden Scheitelspannungen von wenigen Hundertstel Volt anodenseitig die volle Aussteuerungsspannung der Endröhre zu liefern vermag. Unter Annahme einer Endröhre mit 15% Durchgriff und einer Betriebsspannung von 200 Volt sind im Höchstfalle etwa 15 Volt Scheitelspannung am Ausgang der Vorstufe zu fordern. Die nächste Aufgabe ist die Bestimmung des Anodenwiderstandes $R_a$. Im Gegensatz zu den Verhältnissen bei der Verstärkung höherer Frequenzen, bei denen sich infolge des Auftretens einer kapazitiven Leitfähigkeit parallel zum Ohmschen Widerstand für ein endliches $|\mathfrak{R}_a|$ eine optimale Verstärkung ergibt[2]), erscheint hier in jedem Falle die Wahl eines möglichst großen $R_a$ ratsam. Eine obere Grenze wird bei kapazitätsarmem Aufbau und Niederfrequenz-Verstärkung zuerst durch die Größe des Gitterableitungswiderstandes der Endstufe gegeben[3]), welcher 10—15 Megohm beträgt. Man kommt so auf 5 Megohm Anodenwiderstand. Da die Gesamtverstärkung in einer Stufe vor sich geht, wird überdies die Frequenzbenachteiligung bei hohem $R_a$ nicht so kritisch wie bei Kaskadenverstärkern.

Aus $R_a$ kann nunmehr die maximal erreichbare Verstärkung auf Grund der für rein ohmsche Belastung gültigen Beziehung

$$V_{\text{opt}} = \frac{1}{3\,D_{\text{opt}}} = \frac{1}{3}\sqrt[3]{E_a}\,(3\,K\,R_a)^{2/3} \qquad (1)$$

berechnet werden. Dieser Beziehung liegt das 3/2-Gesetz zugrunde, welches für indirekt geheizte Aequipotentialkathoden bei den hier vorliegenden kleinen Steuerspannungen von 1—2 Volt gut erfüllt ist. Die Güte der indirekten Kathoden ist inzwischen so verbessert worden, daß praktisch bei Mehrfachröhrenkathoden mit Röhrenkonstanten $K$ von etwa $1{,}9 \cdot 10^{-4}$ (Amp. Volt$^{-\frac{3}{2}}$) zu rechnen ist[4]). Für 200 Volt Anodenspannung folgt mit diesen Werten aus Gleichung (1) $V = 400$, sowie ein Durchgriff von $D = 0{,}835$‰. Es würden sich daraus Eingangsspannungen von $|e_g| = 0{,}0375$ Volt ergeben, bei denen der Verstärker voll ausgenutzt wäre.

Praktisch ist zwecks Erreichung geradliniger Teile der Charakteristik ein etwas größerer Durchgriff zu wählen. Es möge ein nach diesen Gesichtspunkten hergestelltes Ausführungsbeispiel besprochen werden. Die Vorstufe, deren Kennlinien in Bild 1 wiedergegeben sind, hatte $D = 0{,}15$% Durchgriff bei $R_a = 5$ Megohm. Die erreichbaren Verstärkungen betrugen dabei 360. Die zu erwartenden Verzerrungen wirken sich auf der Anoden- und Gitterseite als

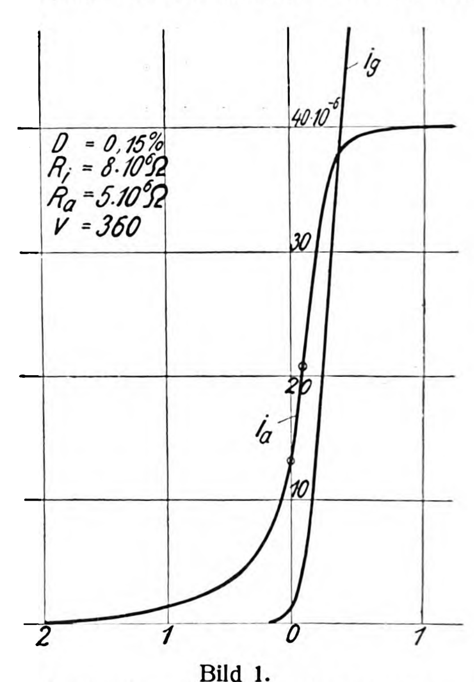



Bild 1.
Gitter- und Anodenstrom der neuen Spannungsverstärkerstufe.

Strom bzw. Spannungsverzerrung aus. Die Größe der anodenseitigen Verzerrung ermittelt man nach der auf Seite 236 der unten zitierten Arbeit[5]) angegebenen Gleichung:

$$K = \frac{f''}{4 \cdot f'} \cdot \frac{R_i^2}{|\mathfrak{R}_a + R_i|^2} \cdot \frac{R_i}{R_a + R_i} \cdot |e_g|.$$

Aus der gemessenen Kennlinie folgt durch Reduktion auf die statische Kennlinie für den Arbeitspunkt:

$$f' = 8{,}4 \cdot 10^{-5}, \text{ daraus } R_i = \frac{1}{0{,}15 \cdot 10^{-2} \cdot f'} = 8 \text{ Megohm}$$

$$f'' = 7{,}1 \cdot 10^{-5} \text{ (Amp. Volt}^{-2}\text{)}.$$

Daraus resultiert ein Verzerrungsgrad der Anodenseite von:

$$K = 0{,}08 \cdot |e_g|.$$

Bei der größten zu verarbeitenden Eingangsspannung, die in diesem Falle $|e_g| = \frac{15}{V} = 0{,}04$ Volt beträgt, ist also der Verzerrungsgrad nur 3,2‰.

Etwas ungünstiger liegen die Verzerrungen auf der Gitterseite. Für den Gitterstrom ist das Anlaufgesetz:

$$i_g = i_o \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{\varphi}}$$

---

[2]) M. v. Ardenne, Die aperiodische Verstärkung von Rundfunkwellen, ds. Jahrbuch 33, S. 168, 1929.

[3]) Die Frage der Frequenzabhängigkeit ist ausführlich untersucht bei H. Kafka, Ein Beitrag zur Theorie der NF-Verstärkung mit Widerstandkopplung, ds. Jahrbuch 29, S. 39, 1927.

[4]) M. v. Ardenne, Eine einfache Methode zur Bestimmung der Röhrenkonstante, ds. Jahrbuch 34, S. 143, 1929, Heft 4.

[5]) M. v. Ardenne, Ueber Röhrenverzerrungen bei Verstärkern, Zeitschr. f. techn. Physik 8, S. 235, 1927. Nr. 6.

Digitized by Google

bis zu Gitterspannungen von 0,35 Volt mit Meßgenauigkeit erfüllt, wenn $i_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-6}$ Amp. und $\Phi = 0{,}1$ Volt gesetzt werden. An der Stelle $e_g = 0$ lassen sich daraus die folgenden Werte für die Krümmung der Gitterkennlinie und den Gitterwiderstand entnehmen:

$$R_g = 77\,000 \text{ Ohm},$$
$$f'' = 1{,}3 \cdot 10^{-4} \text{ (Amp. Volt}^{-2}\text{)}.$$

Für den Spannungsverzerrungsgrad des Gitters läßt sich die Beziehung ableiten

$$K = \tfrac{1}{4} f'' \cdot R_i \cdot |e_g|$$

aus der sich der größte zulässige innere Widerstand $R_i$ der Spannungsquelle herleiten läßt, der bei der gegebenen Wechselspannungsamplitude zur Einhaltung eines maximalen Verzerrungsgrades von 4% erforderlich ist. Es ergibt sich:

$$R_i \leqq 31\,000\,\Omega$$

Dieser geringe Eingangswiderstand ist bemerkenswert. Er bedingt eine verhältnismäßig große Leistungsaufnahme im Gitterkreis. Lezteres ist jedoch kein so großer Nachteil, wie es zunächst erscheint. Bei größerer Leistungsverstärkung tritt sehr leicht Selbsterregung ein. Man kann eine größere Verstärkung dann doch nicht ausnutzen, wie es die Praxis an Mehrfachverstärkern mit hohem Eingangswiderstand gezeigt hat.

Die Widerstände der üblichen Niederfrequenz-Generatoren (Schalldosen, Audionröhren) liegen unterhalb von 30 000 Ohm, so daß eine verzerrungsfreie NF-Verstärkung erreicht wird, ohne daß ein Transformator nötig ist, der zusätzliche Verluste mit sich bringt. Die Möglichkeit einer solchen „Röhrenanpassung" hat besondere Bedeutung bei einer Anschaltung der NF-Einheit an vorhergehende Hochfrequenzstufen. (S. u. Abschn. D.)

Bei besonders hohen Anforderungen an Verzerrungsfreiheit ist es ratsam, die angegebenen Gitterwiderstände doch zu vergrößern. Der Verlust an Verstärkung kann, wenn nötig, durch Hinzufügung einer weiteren Spannungsverstärkerstufe wettgemacht werden. Versuche in dieser Richtung ergaben auch mit Zweifachröhren von 0,75—1% Durchgriff gute Ergebnisse. Es wurden tatsächliche Spannungsverstärkungen von 100 hergestellt. Da die anodenseitige Verzerrung, wie nachgewiesen, außerordentlich klein ist, bleibt bei Hintereinanderschaltung zweier Spannungsverstärkerstufen die Verzerrungsfreiheit erhalten. Nach diesen Gesichtspunkten hergestellte Dreifachröhren, die im Durchschnitt mit einer Gittervorspannung von etwa 0,5 Volt arbeiten, ergaben im mittleren Hörbereich Verstärkungen bis zu 5000. Die Möglichkeit, extrem kleine Eingangsspannungen zu verwenden, setzt dabei den Verzerrungsgrad noch weiter herab.

An dieser Stelle soll auf die Wahl der günstigsten Gittervorspannung eingegangen werden. Daß für diese und damit auch für den Gitterwiderstand ein Optimum hinsichtlich der Verstärkung vorhanden ist, folgt daraus, daß bei stärkeren negativen Vorspannungen infolge der Verringerung der Belastung des Generators die Gitterwechselspannung steigt, während gleichzeitig die Steilheit sinkt. Bei kleinen Amplituden ist folgende einfache quantitative Behandlung möglich:

Die Gitterwechselspannung $|e_g|$ kann zu der bei unbelastetem Generator auftretenden $|e_{go}|$ vermöge

$$e_g = e_{go} \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_g}}$$

in Beziehung gesetzt werden. Für $R_g$ erhält man aus dem Anlaufgesetz:

$$R_g = R_{go} \cdot \varepsilon^{\frac{-e_g}{\Phi}}$$

Aus dem Emissionsgesetz ergibt sich für die Steilheit $S$, wenn keine Anodenrückwirkung vorliegt ($R_a = 0$):

$$S = \frac{3}{2} K D (e_g + D E_a)^{1/2}$$

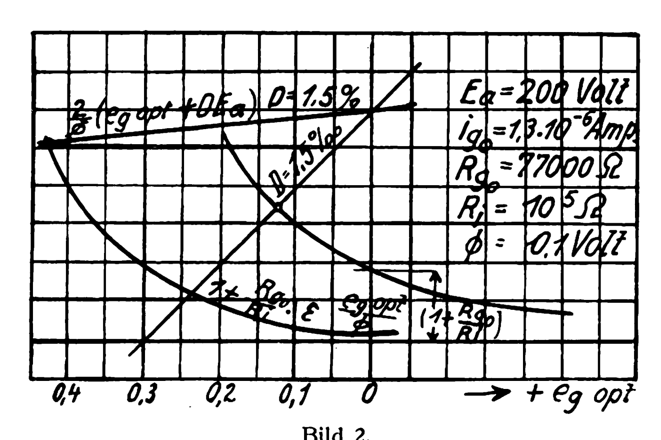



Bild 2.
Konstruktion der optimalen Gittervorspannung.

Die Anodenstromschwankung gewinnt dann folgenden Ausdruck:

$$|i_a| = \frac{3}{2} K D \frac{(e_g + D E_a)^{1/2}}{1 + \frac{R_i}{R_{go}} \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{\Phi}}} \cdot |e_{go}|$$

Für ihr Maximum hat die günstigste Gittervorspannung $x = e_{g_{\text{opt}}}$ die Bedingung zu erfüllen:

$$1 + \frac{R_{go}}{R_i} \cdot \varepsilon^{-\frac{x}{\Phi}} = \frac{2}{\Phi}(x + D E_a)$$

Man findet $x$ demnach durch die graphische Konstruktion von Bild 2. Die Konstruktion wurde für die vorliegende Röhre mit $D = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$, sowie für eine neuere Versuchstype mit $D = 1{,}5\%$ durchgeführt. Man erhält bei *HF*-Verstärkung und $Ri = 100\,000\,\Omega$ Resonanzwiderstand für $Rg = 77\,000\,\Omega$: $e_{g_{\text{opt}}} = -0{,}13$ im ersten Fall, $e_{g_{\text{opt}}} = -0{,}42$ im zweiten Fall. In Wirklichkeit liegen die Optima weiter im Negativen. Das erklärt sich dadurch, daß die Annahme der Theorie, der Gitterwiderstand sei angenähert konstant, nur für kleine Amplituden gilt, was z. B. für die Aussteuerungsspannung von 0,8 Volt bei 20%ig modulierter Hochfrequenz (s. Abschnitt D) nicht mehr zutrifft. Es tritt dadurch in Wirklichkeit eine viel stärkere Belastung des Schwingungskreises ein. Bei Niederfrequenzverstärkung ergibt die Konstruktion an

Digitized by Google

sich weniger negative Werte infolge des kleineren Eingangswiderstandes von unter 30000 Ohm. Die Amplitudenabhängigkeit ist dafür geringer. — Anders liegen die Verhältnisse bei Hochfrequenzverstärkung. Liegt am Gitter direkt ein Schwingungskreis, so wird dieser durch den kleinen Eingangswiderstand zu stark gedämpft. Bei der Verwendung der neuen Einheit in Empfängerschaltungen, bei denen die erste Röhre in Anodengleichrichtung arbeitet, ist daher in neuerer Zeit mit Erfolg ein etwas größerer Durchgriff von etwa 0,8% angewandt worden. Bei gleichem Gitterstromverlauf folgt aus der angegebenen Konstruktion als optimale Gittervorspannung etwa —0,2 Volt. Daraus ergibt sich mittels der Widerstandscharakteristik ein Gitterwiderstand von über ½ Megohm. Durch solche Eingangswiderstände entsteht kaum mehr eine unzulässige Dekrementserhöhung. Die Verstärkungsfaktoren sind dabei immer noch derart, daß eine 100fache Verstärkung pro Stufe möglich ist.

C. Gleichzeitige Anodengleichrichtung und Niederfrequenz-Verstärkung.

Eine Stufe der angegebenen Dimensionierung eignet sich auch zum Empfang modulierter Hochfrequenz. Es sei hierzu bemerkt, daß mit der schon in Abschnitt B bei Berechnung der günstigsten Gittervorspannung erwähnten Vorstufe mit 1,5% Durchgriff trotz des 8 Megohm betragenden Anodenwiderstandes bei 200 Volt Ueberlagerungsempfang möglich wurde. Angesichts der geringen in der Vorstufe umgesetzten Energie erscheint dieses experimentelle Ergebnis bemerkenswert. Im übrigen war eine außerordentliche Weichheit des Schwingungseinsatzes festzustellen, was mit den Ergebnissen einer an dieser Stelle erschienenen theoretischen Arbeit (Manfred von Ardenne und Kurt Schlesinger: Amplitudenabhängigkeit der dynamischen Steilheit beim Richtverstärker. Ds. Jahrbuch, **34**, S. 91 u. f. 1929.) in gutem Einklang steht. Es ist damit erneut die gute Vereinbarkeit von optimaler Anodengleichrichtung und guten Oszillator-Eigenschaften experimentell erwiesen worden. — Beim Arbeiten mit Anodengleichrichtung interessiert dabei besonders die Empfindlichkeit der Anordnung, d. h. derjenige Scheitelwert der hochfrequenten Eingangsspannung $|\mathfrak{e}_g|$, der bei einem Modulationsgrad $m$ erforderlich ist, um auf der Anodenseite die volle niederfrequente Aussteuerungsspannung $|\mathfrak{e}_a|$ zu liefern. Schreibt man die Gitterspannung in der Form

$$e_g = \mathfrak{e}_g (1 + m \sin (\Omega_n t))$$

so ergibt sich für die Niederfrequenzspannung der Wert:

$$e_{a(t)} = R_a \cdot i_{a(t)} = \frac{R_a f''}{1 + f' D R_a} \cdot \frac{|\mathfrak{e}_g|^2}{4} \cdot 2\, m \sin (\Omega_n t).$$

Daraus folgt eine scheinbare Niederfrequenzverstärkung

$$V_{sch} = \frac{|\mathfrak{e}_a|}{m\, |\mathfrak{e}_g|}$$

die mit dem Gleichrichterwirkungsgrad

$$\eta = \frac{f'' \dfrac{R_i^2}{|R_i + \mathfrak{R}_a|^2}}{f'} \cdot \frac{|\mathfrak{e}_g|}{4}$$

und dem berechneten tatsächlichen Niederfrequenzverstärkungsgrad $V$ in dem Zusammenhang:

$$V_{sch} = 2\, \eta\, V$$

steht. Im vorliegenden Falle (s. Abschnitt B) erhält man bei der Gitterspannung Null für einen Modulationsgrad $m = 0{,}2$ und eine Aussteuerungsspannung $|\mathfrak{e}_a| = 15$ Volt folgenden Wert für die maximal ausnutzbare Hochfrequenzeingangsspannung:

$$|\mathfrak{e}_g| = \sqrt{\frac{2 \cdot |\mathfrak{e}_a| (1 + f' D R_a)}{R_a f'' m}}$$

$$= \sqrt{\frac{2 \cdot 15\, (1 + 8{,}4 \cdot 10^{-5} \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot 10^6)}{5 \cdot 10^6 \cdot 7{,}1 \cdot 10^{-5} \cdot 0{,}2}} = 0{,}83 \text{ Volt}$$

Der zugehörige Spannungs-Gleichrichtungseffekt ist das 1 : 2 m fache der Niederfrequenz-Spannung, d. h. im vorliegenden Fall:

$$\delta E_a = R_a\, \delta\, i_a = \frac{1}{2\, m} \cdot |\mathfrak{e}_a| = 38{,}2 \text{ Volt}$$

wozu ein Stromeffekt von

$$\delta\, i_a = \frac{38{,}2}{5 \cdot 10^6} = 7{,}64 \cdot 10^{-6} \text{ Amp}$$

gehört. Nunmehr kann die scheinbare Niederfrequenzverstärkung berechnet werden: Es ergibt sich

$$V_{sch} = \frac{2\, \delta E_a}{|\mathfrak{e}_g|} = 92$$

Da der Verstärkungsgrad 360 betrug, folgt nach obiger Beziehung für den Gleichrichterwirkungsgrad bei der angegebenen maximalen Eingangsspannung:

$$\eta = 12{,}5\,\%$$

In Bild 1 ist der bei voll aussteuernder Eingangsspannung sich einstellende Anodenstromwert eingezeichnet; die Ordinate des Arbeitspunktes verschiebt sich bis zur Mitte der Charakteristik.

D. Kopplung zwischen Hochfrequenz- und Niederfrequenzteil.

Beim direkten Anschluß hochfrequenter Schwingungskreise werden diese durch den kleinen Widerstand der Gitterstrecke verhältnismäßig stark belastet. Der Einfluß der Anodenrückwirkung tritt dieser Belastung gegenüber in den Hintergrund, da die durch sie eingeführten Wirkwiderstände viel größer als der vorliegende Gitterwiderstand von etwa 75000 Ohm sind. Da außerdem die Spannungsempfindlichkeit von 0,8 Volt oft nicht ausreicht, wird sich die Vorschaltung eines Hochfrequenzverstärkers schon aus diesem Grunde empfehlen. Günstig ist dabei der geringe innere Widerstand der üblichen Hochfrequenzröhre, welcher zwischen 20000 und 30000 Ohm liegt. Da dieser bereits durch die Parallelschaltung des äußeren Anodenwiderstandes, des Gitterableitungswiderstandes $R_g$, und des Leitwertes der Anode-Faden-Kapazität belastet ist, welche bei der in Bild 3 angegebenen Dimensionierung allein schon etwa 15000 Ohm beträgt, so wird diese Belastung durch den kleinen Eingangswiderstand des Gleichrichters von 75000 Ohm nur ganz unwesentlich vergrößert.


Digitized by Google

Die Uebertragung von Niederfrequenz aus dem Hochfrequenzteil auf den Gleichrichter wird durch die kleine Kapazität $C_ü$ von etwa 30 cm einerseits, durch den kleinen Eingangswiderstand im Gitterkreis der NF-Einheit andererseits wirksam verhindert. Benutzt man zur Hochfrequenzverstärkung zwei Stufen, so liegen bekanntlich die Phasenverhältnisse so, daß eine Rückkopplung auf den vor den HF-Stufen liegenden Schwingungskreis unter Vermittlung eines kleinen Kondensators ($Cr$ in Bild 4) erfolgen

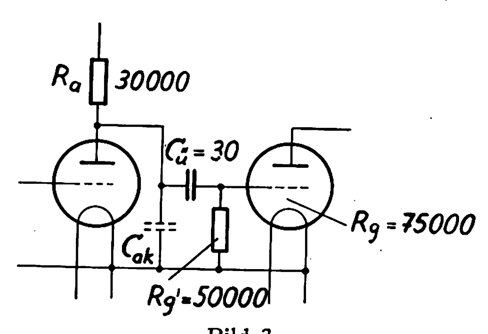



Bild 3.
Kopplungslied bei kleinen Gitterwiderständen.

kann. Bei der durch zwei Vorröhren erzielbaren Verstärkung hat dieser eine Maximalkapazität von wenigen cm, so daß im allgemeinen nur durch eine besondere Abschirmung der Minimalwert von $C_r$ erhalten werden kann, bei dem der Rückkopplungseffekt verschwindet. Die Ausführung einer solchen

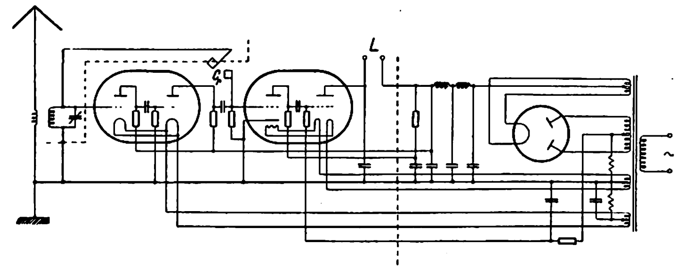



Bild 4.
Aperiodische Kopplung zwischen NF und NF-Teil.

Rückkopplungskapazität zeigt Bild 5. Durch die Einführung der aperiodischen Kopplung zwischen Hoch- und Niederfrequenzteil hat sich eine Empfängereinheit schaffen lassen, die in Bild 4 wiedergegeben ist und sich praktisch gut bewährt hat. Als besonderer Vorzug dieser Kopplungsart erscheint außerdem die Notwendigkeit nur eines einzigen Abstimmelementes.

### E. Beispiele für technische Ausführungen der Röhren.

Um die Ausführung der Gitter zu zeigen, sind in den Bildern 6 und 7 Röntgenaufnahmen von Versuchstypen wiedergegeben. Es handelt sich um Durchgriffe in der Größenordnung von 1‰. Wichtig ist bei diesen extrem kleinen Durchgriffen der Längenunterschied zwischen Gitter- und Anodenzylinder. Dadurch soll ein Umgriff in der Röhre vermieden werden, der sich als die Verstärkung verschlechternder Reststrom äußert. Bild 7 zeigt ein System mit indirekter Kathode. Bemerkenswert ist bei den Ausführungen, daß die Zuleitungen zum Anodenzylinder und zur Kathode nahe benachbart werden. Durch Vergrößerung der Faden-Anode-Kapazität soll dadurch die Anodenrückwirkung verkleinert werden.

Zur technischen Ausführung der beschriebenen Zweifach-Einheit gibt Bild 8 eine Veranschaulichung. Man erkennt die Kombination der Vorstufe mit extrem kleinem Durchgriff und indirekter Kathode

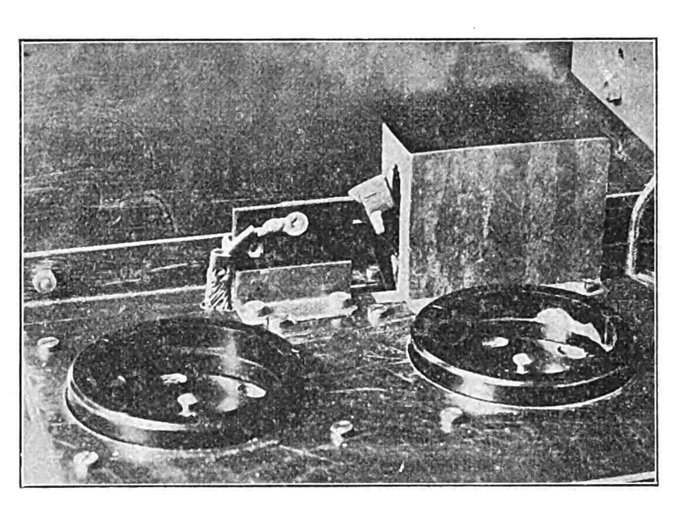


Bild 5.
Ausführung des Rückkopplungskondensators mit Abschirmung.

mit einer verhältnismäßig kräftigen Endstufe, die ca. 1 Watt unverzerrte Leistung (25% der Gleichstromleistung) hergibt. Beim Aufbau sind Glasstützen durchweg vermieden worden. Zur Herstellung der Gitter für die Vorstufe wird neuerdings Gaze an

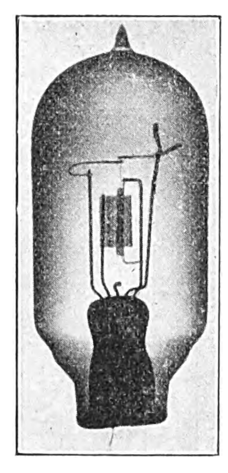
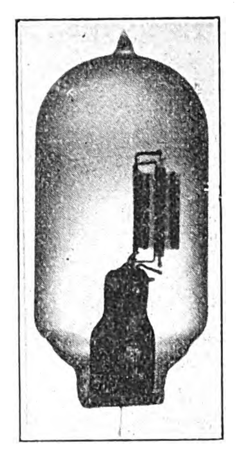



Bild 6. Bild 7.

Bild 6.
Versuchstype mit kleinem Durchgriff.

Bild 7.
Versuchstype mit kleinem Durchgriff und indirekter Kathode.

Stelle von Spiralgittern verwendet, um gleichbleibende Durchgriffe zu erzielen. Der Heizstrom für die indirekte Kathode hat sich neuerdings bis auf 180 Milliampere bei 8 Volt reduzieren lassen. Es ist daher möglich geworden, dieselbe Type mit Gleich- und Wechselstrom zu betreiben[6]).

[6]) Die Entwicklung der indirekten Kathoden und die Röhrenkonstruktion lag in den Händen der Herren B. Wienecke und E. Erich im Röhrenlaboratorium der Firma Loewe-Radio, Berlin.

Digitized by Google

## F. Verstärker mit hohen Anodenspannungen.

Da eine weitere Erhöhung des Verstärkungsgrades im Einklang mit der Theorie zu erwarten war, wenn die Batteriespannung erhöht wurde, wurden

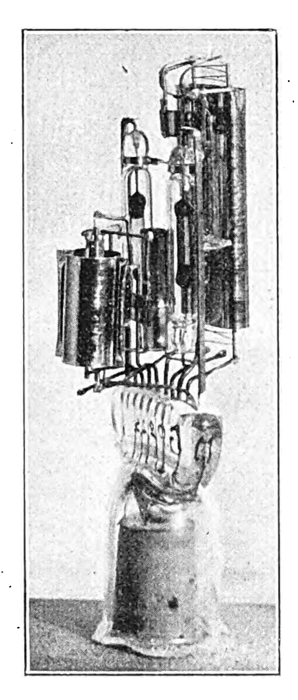


Bild 8.
Systemaufbau der Zweifach-Röhre.

Versuche in dieser Richtung unternommen. Die Charakteristik einer Einrohr-Versuchstype zeigt Bild 9. Es war: $E_a = 1300$ V, $R_a = 8 \cdot 10^6$ Ohm,

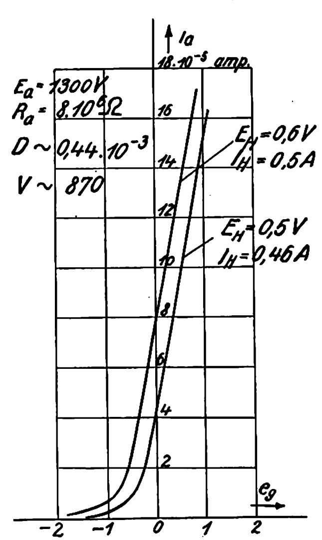



Bild 9.
Kennlinien einer Versuchstype für hohe Anodenspannung.

$D = 0{,}044\%$. Mit diesem Rohr ließ sich eine Verstärkung $V = 870$ in einer Stufe herstellen. Das Arbeiten mit diesen extremen Anodenspannungen hat den großen Vorteil, daß ohne wesentlichen Verlust an Verstärkung negative Gitterspannungen und damit höhere Eingangswiderstände hergestellt werden können. Es ist daher möglich, eine solche Röhre direkt an einen hochfrequenten Schwingungskreis anzuschließen, ohne dessen Dekrement zu erhöhen. Ein weiterer Vorzug der hohen Anodenspannungen zeigt sich in der Möglichkeit, trotz großer ohmscher Widerstände im Anodenkreise das Rohr in Oszillatorschaltungen verwenden zu können. Wie in der zitierten Arbeit[7]) theoretisch untersucht wurde, besteht bei guter Anodengleichrichtung, d. h. beim Arbeiten auf stark gekrümmten Stellen der Anodenkennlinie, in der Einschaltung einer kritischen ohmschen Mindestbelastung in den Anodenkreis das einzige Mittel, einen an sich harten Schwingungseinsatz zu verbessern. Mit einer solchen Kombination eines mit Anodengleichrichtung arbeitenden Schwingaudions wurde mit Erfolg Ueberlagerungsempfang bis zu sehr hohen Frequenzen ($10^8$/sec) bei sehr weichem Schwingungseinsatz ausgeführt. Dabei gestaltete sich infolge des hohen Anodenwiderstandes von 8 Megohm die nachfolgende Spannungsverstärkung recht wirksam.

Da die Emission außerordentlich klein ist, so kann einerseits die Wicklung des 1300-Volt-Transformators für extrem kleine Strombelastungen, d. h. sehr billig,

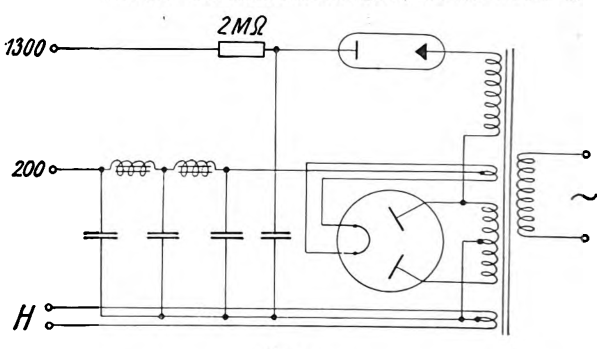



Bild 10.
Netzanschlußgerät für gleichzeitige Entnahme von Hoch- und Mittelspannung.

ausgeführt werden, andererseits ist die Vorschaltung eines Sicherungswiderstandes von wenigen Megohm vor den Gleichrichter für den Betrieb der Anlage elektrisch bedeutungslos, macht aber die Gleichrichteranlage berührungssicher. Versieht man den Transformator mit zwei getrennten Heizwicklungen, so wird es außerdem möglich, die hohe Spannung für die Spezialröhre sowie die Niederspannungen von 100—200 Volt für etwa nachfolgende Spannungs- oder Endverstärker ein und demselben Gleichrichteraggregat zu entnehmen.

Bild 10 zeigt eine derartige Schaltung, bei der für die Hochvoltstufe Einweg-Gleichrichtung unter Verwendung eines Ventiles für schwache Strombelastung und ohne besondere Heizung zur Anwendung kommt, während die Spannung für die folgenden Röhren unter Verwendung eines Glühkathoden-Gleichrichters demselben Gerät in Vollweg-Schaltung entnommen wird.

## II. Abschwächung der Hochfrequenzverstärkung in widerstandsgekoppelten Niederfrequenzverstärkern.

Die Stabilität einer Empfangsanlage, die mit mehrstufiger Hochfrequenzverstärkung arbeitet, kann dadurch in Frage gestellt werden, daß infolge eines

[7]) M. v. Ardenne und K. Schlesinger, Amplitudenabhängigkeit der dynamischen Steilheit beim Richtverstärker, ds. Jahrbuch. 34, S. 91, 1929, Heft 3.


Digitized by Google

nichtvollkommenen Kurzschlusses des Gleichrichter-Anodenkreises für Hochfrequenz ein Bruchteil derselben bis in die Lautsprecherleitungen gelangt. Hochfrequentes Selbstschwingen der Apparatur tritt selbstverständlich besonders dann ein, wenn sehr große Hochfrequenzverstärkung angewandt wird oder die Lautsprecherleitungen unabgeschirmt sind. Je nach der Gestaltung des Eingangskreises und der Kopplung mit dem Ausgang ist verschieden große HF-Abschwächung erforderlich, die bei fehlender Abschirmung etwa in der Größenanordnung $\frac{1}{V}$ zu liegen hat. Bei Widerstandsverstärkern besteht in der kapazitiven Ueberbrückung des Anodenwiderstandes des Gleichrichters ein wirksames Mittel zur Fernhaltung der hochfrequenten Grund- und Oberschwingungen vom nachfolgenden Verstärker. Leider findet

| Schaltung | HF-Verstärkung | NF-Verstärkung f=3000 Hertz |
|---|---|---|
| | 0,20 | 1650 |
| | 0,074 | 1500 |
| | — | — |

Bild 11.
Hochfrequenzabschwächung
in Widerstands-Niederfrequenzverstärkern.

dieses Verfahren seine Grenze durch die Steigerung der Frequenzbenachteiligung an der oberen Grenze des Hörbereiches. Praktisch ist eine solche schon durch die Aufbaukapazitäten gegeben. Durch einen Parallelkondensator von etwa 30 cm ist bei Mehrfachröhrenaufbau wohl die höchstzulässige hochfrequente Leitfähigkeit hergestellt, bei der gleichzeitig die die Gleichrichtung beeinträchtigende Anodenspannungsrückwirkung als aufgehoben gelten kann. Die so erzielbare Hochfrequenzabschwächung ist aber unter den geschilderten Umständen noch lange nicht ausreichend. Messungen über die Hochfrequenzverstärkung einer 3 NF-Röhre von Loewe ohne Kondensator als Funktion der Wellenlänge haben erkennen lassen, daß an der oberen Grenze des Rundfunkbereiches die Hochfrequenzverstärkung nahezu 1 geworden ist.

Die Verbesserung, die durch den Kondensator in einer Stufe erreichbar ist, läßt sich durch Anwendung desselben Verfahrens in den nachfolgenden Stufen der NF-Kaskade erhöhen. In Bild 11 ist unter a die Schaltung sowie das Ergebnis angegeben. Die Ueberbrückung fand dabei in den ersten beiden Stufen statt; die Niederfrequenzverstärkung blieb im mittleren Hörbereich fast unbeeinflußt.

Für weitestgehende Ansprüche muß die Spannungsübertragung zwischen den einzelnen Stufen als Siebkette ausgeführt werden. Die Benutzung von Induktivitäten in dieser Kette verbietet sich bei Verstärkern mit großen ohmschen Widerständen, da die erzielbaren Impedanzen viel zu klein sind. Das Prinzipschema einer für die Praxis geeigneten Ausführung zeigt Bild 12. Während der Verlust an Niederfrequenzverstärkung bei der angegebenen Dimensionierung nur etwa ein Neuntel beträgt, kommt von der Hochfrequenz bei 300 m Wellenlänge nur noch der Bruchteil von $5 \cdot 10^{-3}$ an das Gitter der nächsten Stufe. Bei längeren Wellen liegen die Verhältnisse naturgemäß ungünstiger. In Tabelle 11 ist unter b eine Messung an einem in dieser Weise abgeänderten Exemplar einer 3 NF-Einheit wiedergegeben. Obwohl keine Abschirmung der Zuleitung zur ersten Anode angebracht war, resultierte doch eine etwa 15 mal stärkere Abschwächung als bei normalen Röhren dieser Art, während gleichzeitig die Tonfrequenzverstärkung bei 3000 Hertz nur um 25% gesunken ist. Durch die erwähnte Abschirmung würden sich die Abschwächungsgrade noch verbessern lassen; desgleichen durch Anwendung derselben Spannungsübertragung zwischen den beiden nachfolgenden Stufen. Da jedoch ein gewisser Verlust an Niederfrequenzverstärkung dabei unvermeidlich ist, wird es sich kaum empfehlen weiterzugehen, zumal bei einer vollkommenen Abschirmung der Eingangsseite und geeigneter Ausbildung der Leitungsführung sich mit der so verbesserten *NF*-Einheit auch bei *HF*-Verstärkungsgraden von 20 000 und Wellenlängen bis zu 2000 Metern vollkommene Stabilisierung herstellen ließ.

### III. Gleichzeitige Verstärkung mehrerer Frequenzen.

Die wichtigen Anwendungsmöglichkeiten, die sich für die aperiodische Verstärkung im Gegensatz zu abgestimmten Verstärkern durch die Möglichkeit der

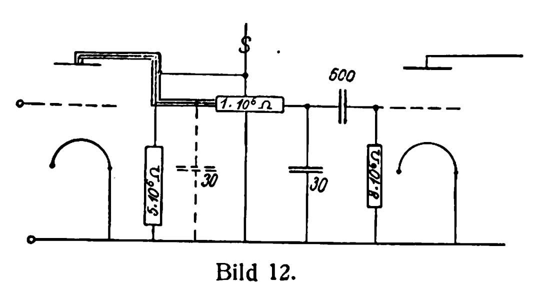



Bild 12.
Siebkettenkopplung bei Niederfrequenzverstärkern.

Simultan-Verstärkung verschiedener Frequenzen ergeben, scheinen bisher noch nicht genügend ausgenutzt worden zu sein. Solange auf geradlinigen Teilen der Charakteristik gearbeitet wird, ist die gleichzeitige Verstärkung verschiedener Frequenzen ohne gegenseitige Beeinflussung sowie ihre nachträgliche Trennung durch Abstimmungskreise hinter dem Verstärker durchaus möglich. Eine gewisse Beschränkung liegt nur in der Erfüllbarkeit der ersten Bedingung. Es ist insbesondere erforderlich, daß die Summe der Scheitelspannungen aller auftretenden Frequenzen stets kleiner bleibt als die maximal aufnehmbare Aussteuerungsspannung. Durch geeignete Bemessung der einzelnen Verstärkerstufen ist dies

Digitized by Google

erreichbar. Bisher sind drei Anwendungsmöglichkeiten der aperiodischen Simultan-Verstärkung in Angriff genommen worden.

A. Verstärker für Fernsehgeräte.

Der Fall, daß eine gleichzeitige Aufnahme zweier verschiedener Wellen durch einen Empfänger erforderlich ist, liegt bei Fernsehgeräten vor, bei denen die Bildübertragung auf einer anderen Welle zusammen mit einer Rundfunkübertragung aufzunehmen ist. Die Möglichkeit, zwei getrennte Hochfrequenzverstärker durch einen einzigen zu ersetzen, ist bei aperiodischer Verstärkung gegeben. Auch wenn die Bildsendung durch eine kurze Welle geschieht, bleibt der aperiodische Verstärker verwendbar. Obwohl man zurzeit noch nicht über sehr leistungsfähige Geräte dieser Art zur Verstärkung von Wellen unter 100 m verfügt, so ist doch auf dem bisher beschrittenen Wege, die Aufbaukapazitäten durch besondere Anordnung (Mehrfachröhren) zu reduzieren, noch lange nicht die technische Grenze erreicht. Es wäre dann möglich, ohne besondere Transponierung der kurzen Welle auszukommen. Die Möglichkeit der Simultanverstärkung ist im letzteren Falle schon heute vorhanden.

B. Hochfrequenz - Kraftverstärkung.

Es liegt nahe, bei Vielfachempfangsanlagen die Aufstellung der kostspieligen Hochfrequenzverstärker für jeden einzelnen Empfänger dadurch zu ersparen, daß eine einzige leistungsfähige Anlage die Hochfrequenzkraftverstärkung übernimmt. Diese Anlage hat ausgangsseitig innerhalb des in Frage kommenden Wellenbereichs hochfrequente Spannungen zu liefern, die zum Betriebe einfacher Empfänger (Audion mit Niederfrequenzverstärkung [Ortsempfängern]) ausreichen. Die Zuführung der Hochfrequenzenergie zu den einfachen Empfängern durch kapazitiv stark belastete, strahlungfreie Energieleitungen macht es erforderlich, der Endstufe des Hochfrequenzverstärkers einen sehr geringen inneren Widerstand zu geben. Die Verstärkerzentrale wird zweckmäßig mit Richtantennen arbeiten, um besonders starke Sender auszuschalten und dadurch eine Uebersteuerung bzw. Modulation schwächerer Frequenzen vermeiden zu können. Eine abgeschirmte Rahmenantenne empfiehlt sich, da sie zur Verringerung der durch Rückstrahlung seitens der Verteilerleitungen auf die Eingangsseite bedingten Instabilität beiträgt. Die Leitung, die in bekannter Weise nach Abschirmung[8]) und Pupinisierung mit ausreichendem Wirkungsgrad arbeitet, führt den einzelnen Ortsempfängern die Hochfrequenz über Transformatoren mit ausreichender Eigendämpfung zu, so daß am Betriebszustand der Anlage durch das Hinzutreten oder Abschalten einzelner Empfänger keine merkliche Aenderung eintritt, desgl. nicht, wenn mehrere Empfänger ihre Abstimmung ändern oder dieselbe Frequenz aufzunehmen wünschen.

C. Aperiodische Feldverstärkung.

Die Ausgestaltung des unter B dargestellten Prinzips erscheint in der Weise möglich, daß unter Verwendung von Hochfrequenz-Freileitungen mit gutem Wirkungsgrade die Energie eines an einem günstigen Empfangsorte aufgestellten Zentral-Hochfrequenzverstärkers unter Verwendung rückwirkungsfreier Zwischenverstärker einer in der Großstadt gelegenen Sende-Anlage zugeführt wird. Sofern diese nur eine beschränkte Anzahl stärkerer Fernstationen mit einer für die Stadt ausreichenden Feldstärke abzustrahlen hat, ist es möglich, die entsprechenden Frequenzen der Leitung über scharf abgestimmte Systeme zu entnehmen und einzelnen Sendern mit scharf abgestimmten Antennen im Wege der Fremdsteuerung zuzuführen. Mit wesentlich geringerem hochfrequenten Wirkungsgrade wäre jedoch auch die Verwendung eines einzigen Senders denkbar, der der Fernleitung das gesamte spektrale Frequenzgemisch entnimmt und es einer Antennenanlage zuführt, der durch an sich bekannte Mittel (Abstimmung durch Wellensiebe, künstliche Dämpfung) eine geeignete „Resonanzkurvenform" gegeben worden ist. Durch scharf gerichtete Antennen in der Empfangszentrale und große räumliche Entfernung wird eine Vermeidung von Rückkopplung technisch möglich. Weiterhin ergibt sich die Möglichkeit der Transponierung von Kurzwellenempfang in der Zentrale zum Zweck einer Wiederausstrahlung durch den Sender im Bereich der Rundfunkfrequenzen[9]).

**Zusammenfassung.**

Die Arbeit bespricht die Fortschritte, die auf dem Gebiete der Widerstandsverstärkung in neuester Zeit gemacht wurden und gliedert sich dabei in

1. Ausbildung der Verstärkerstufen und Röhren,
2. Verbesserungen bei Kaskadenverstärkern,
3. Anwendung der simultanen Verstärkung verschiedener Frequenzen.

Unter 1. wird von den Ergebnissen berichtet, die durch Anwendung extrem kleiner Durchgriffe in Verbindung mit hohen Anodenwiderständen bei Spannungsverstärkung erzielt wurden. Bei 200 Volt Anodenspannung wurde eine 360fache, bei 1300 Volt eine 800—900fache Verstärkung in einer Stufe erreicht. Die Berechnung solcher Röhren wird besprochen und die Einhaltung eines geringen Verzerrungsgrades nachgewiesen.

In 2. werden zweckmäßige Ausgestaltungen der Spannungsübertragung zwischen den einzelnen Stufen widerstandsgekoppelter NF-Verstärker beschrieben. Es zeigt sich, daß eine Abschwächung der Hochfrequenzspannungen im Verhältnis 1 : 15 ohne wesentliche Frequenzbenachteiligung bei rund 1500-facher Niederfrequenzverstärkung möglich ist.

Abschnitt 3 behandelt neue Anwendungsmöglichkeiten der nicht abgestimmten Hochfrequenzverstärkung, die auf ihrer Fähigkeit beruhen, mehrere Frequenzen gleichzeitig zu verstärken. Es handelt sich um die gleichzeitige Verstärkung der Bild- und Tonwelle bei Fernsehempfängern, um zentrale Hochfrequenzkraftverstärkung für eine größere Anzahl einfacher Empfänger mit freier Frequenzauswahl und um die Weiterentwicklung der HF-Energieverstärkung bis zum empfangsgesteuerten Sender in Verbindung mit einer Verstärkerzentrale für die Aufnahme eines kontinuierlichen Frequenzspektrums.

(Eingegangen am 23. Juli 1929.)

[8]) s. a. W. Moser: Übertragung der Energie vom Sender zur Antenne bei kurzen Wellen. ENT 5, S. 422. 1928, Heft 11.

[9]) Es soll darauf hingewiesen werden, daß auf den Inhalt dieser Arbeit eine Reihe von Schutzrechten angemeldet sind.


Digitized by Google

# Der drahtlose Weckanruf für Einzel- und Sammelruf.

Von **A. Ristow**, Berlin.

**Inhaltsübersicht.**

Es werden die Probleme bei einem wahlweisen drahtlosen Weckanruf untersucht, die einfachsten und betriebssichersten Lösungen besprochen und eine in der Praxis bewährte Anlage beschrieben.

---

Die Einrichtung, eine Gegenfunkstelle auch anzurufen, wenn bei ihr keine personelle Dauerbeobachtung der Anrufwelle erfolgt oder vorher keine feste Anrufzeit vereinbart ist, dürfte einen der wesentlichsten Nachteile des drahtlosen gegenüber dem Draht-Fernmeldedienst beseitigen. Ein derartiger „drahtloser Weckanruf“ erspart bei den Funkstellen, die dauernd erreichbar sein müssen, erhebliches Personal. Er gibt ferner die Möglichkeit der Verbreitung des drahtlosen Fernmeldedienstes überall da, wo bisher auf ihn infolge des hohen Personalaufwandes und der Unzweckmäßigkeit der vorherigen Festsetzung einer Anrufzeit verzichtet werden mußte.

Der Drahtfernmeldedienst ist mit einer Weckeinrichtung versehen zur Einführung gelangt. Ohne diese hätte er auch nicht annähernd seine Verbreitung gefunden. Nur wenige von den vielen, die heute über einen Fernsprechanschluß verfügen, hätten es wohl notgedrungen auf sich genommen, dauernd eine Person am Hörer auf einen Anruf achten zu lassen oder solche auf eine bestimmte Zeit (z. B. die ersten fünf Minuten jeder Stunde) vorher zu beschränken. Beim drahtlosen Fernmeldedienst sind erst in letzter Zeit hierin einige Erfolge zu verzeichnen (obwohl die Versuche hierzu sehr alt sind), jedoch nur mit der Einführung eines drahtlosen Sammelanrufes z. B. bei SOS-Rufen. Eine der wichtigsten Anforderungen an den drahtlosen Weckanruf scheint mir jedoch die Möglichkeit zu sein, wahlweise einzeln oder in beliebiger Anzahl gleichzeitig die Gegenfunkstellen im Bereich der Reichweite des Rufsenders anzurufen. Ein Sammelanruf hat sehr beschränkte Verwendung z. B. bei dringender Gefahr oder bei den Rundfunk-Nachrichten „an alle“.

Drei technische Probleme möchte ich beim „drahtlosen Weckanruf“ unterscheiden: die Uebertragung der erforderlichen Energie zur anzurufenden Empfangsstelle von der Sendefunkstelle — die Störbefreiung des Anrufzeichens zur Vermeidung von Fehlanrufen oder Nichtauslösung des Alarmsignals — die möglichst einfache Art der Auslösung des Alarmsignals nach Eintreffen des Anrufzeichens, auf das die Weckeinrichtung der betr. Funkstelle abgestimmt ist (jedoch nur dann). Das zweite Problem ist sicher das schwierigste.

Doch dürfen die beiden anderen nicht vernachlässigt werden. Bei der von mir im Polizeiinstitut für Technik und Verkehr entwickelten Apparatur — die in Anlehnung an die Untersuchung der drei technischen Probleme in folgendem beschrieben wird — sind die Energieübertragung und die Einfachheit in der Auslösung des Zeichens zum Ausgangspunkt der Entwicklung gemacht worden.

Der Uebertragung der notwendigen Energie zur anzurufenden Stelle stehen folgende Schwierigkeiten entgegen: Ungenauigkeit in der Abstimmung der Sender, hiermit in Verbindung die Unmöglichkeit der Nachabstimmung der Empfangsanlage und die Schwunderscheinungen. Bei personeller Beobachtung achtet der Abhörende auch auf die benachbarten Frequenzen der Anrufwelle. Hört er dabei den Sender, so kann er seine Empfangseinrichtung leicht auf den optimalen Wert einstellen. Diese Möglichkeit fällt beim Weckanruf fort, da der Empfangsapparat erst nach Auslösung des Weckanrufes bedient wird. Die Sendefrequenz wird bei quarzgesteuertem Sender ziemlich gleichbleibend, weniger genau bei fremderregtem und sehr ungenau bei eigenerregtem Sender sein. Die quarzgesteuerten Sender können bei diesen Ueberlegungen mit Rücksicht auf ihre Genauigkeit ohne Berücksichtigung bleiben. Nun gibt es aber verhältnismäßig wenig quarzgesteuerte Geräte, ganz abgesehen davon, daß die Quarzsteuerung auch ihre erheblichen Nachteile hat und in vielen Funkbetrieben keine Anwendung finden wird. Bei den fremderregten oder gar eigenerregten Sendern muß die Abstimmung durch besondere Frequenzkontroller genau beobachtet werden. Derartige Frequenzkontroller können sehr einfach sein (z. B. ein Einrohr-Ueberlagerer), da es oft nicht so sehr darauf ankommt, die zugewiesene Sendefrequenz einzuhalten als stets die gleiche Frequenz zu verwenden, die bei der erstmaligen Einstellung verwandt ist. Ist es erforderlich, auch die zugewiesene Sendefrequenz genau einzuhalten, so bedarf es geeichter Frequenzkontroller, z. B. Wellenmesser oder Quarzoszillatoren. Immerhin muß mit einer gewissen Ungenauigkeit gerechnet werden. Ich habe längere Versuche angestellt, um die Grenzwerte der hierbei zu berücksichtigenden Ungenauigkeit festzustellen. Die Versuche hatten folgendes Ergebnis:

1. Ein festeingestellter Empfänger, der von zwei örtlich getrennten Sendern (eigenerregt ohne besondere Frequenzkontrolle) angerufen wird. Der Empfänger wird zunächst auf jeden Sender optimal abgestimmt. Die Abweichung betrug ca. 1%. In der Mittelstellung zwischen diesen optimalen Abstimmungen ergaben die beiden Sender = 10 bzw. 15 mA.

| | | | |
|---|---|---|---|
| Am 2. Tage | ergaben | Sender I = 9 *mA*, | Sender II = 16 *mA* |
| „ 3. „ | „ | „ I = 11 *mA*, | „ II = 15 *mA* |
| „ 4. „ | „ | „ I = 13 *mA*, | „ II = 15 *mA* |
| „ 5. „ | „ | „ I = 9 *mA*, | „ II = 18 *mA* |

Die Lautstärke schwankte demnach zwischen 18 und 9 = 2 : 1 = um 100%.

2. Ein festeingestellter Empfänger, der von einem Sender (eigenerregt mit Einrohr-Ueberlagerungsempfänger als Frequenzkontrolle) gerufen wird:

| | |
|---|---|
| Am 1. Tage | = 20 mA |
| „ 2. „ | = 16 mA |
| „ 3. „ | = 17 mA |
| „ 4. „ | = 17 mA |
| „ 5. „ | = 18 mA |
| „ 6. „ | = 18 mA |
| „ 7. „ | = 16 mA |

Die Lautstärke schwankte zwischen 20 und 16 = 5 : 4 = 25%.


Digitized by Google

Bei optimaler Abstimmung der Empfangsanlage muß daher entsprechend mehr Strom im Gleichrichter erzielt werden als an sich zur Betätigung der Apparatur erforderlich. Ist die Apparatur z. B. auf eine Empfindlichkeit von 10 mA abgestimmt, so muß man lediglich bei Berücksichtigung der Frequenzschwankungen des Senders = 12,5 mA zur Verfügung haben, wenn die Empfangsstelle nur von einem Sender, und 20 mA, wenn die Empfangsstelle von mehreren Sendern angerufen werden soll. Die Empfangsapparatur bleibt, wie ebenfalls durch sehr eingehende Messungen überprüft ist, praktisch in der gleichen Abstimmung erhalten, wenn die Anodenspannung sich nicht mehr als 10% ändert und die Heizspannung nicht unter 3,7 Volt sinkt. Die Rückkopplung ist hierbei so einzustellen, daß sie innerhalb dieser Spannungsschwankungen nicht abreißt. Es ist daher lediglich notwendig, an der Empfangsstelle von Zeit zu Zeit die Stromquellen nachzuprüfen. Die Schwierigkeiten der Schwunderscheinungen, die sich besonders bei den kürzeren Wellen ergeben, umgeht man am besten dadurch, daß die erste Abstimmung mit der erwähnten Toleranz im Gleichrichter in der empfangsungünstigsten Zeit vorgenommen wird.

Besondere Beachtung ist hierbei dem zulässigen Dauer-Störspiegel zu widmen, der sich aus örtlichen Störungen oder auch Ueberlagerungen fremder modulierter Sender ergibt. Liegt das Anzugsmoment eines Relais bei 10 mA, so wird dieses Relais bei sicherem Kontakthub erst abfallen, wenn der Erregerstrom auf ca. 6 mA zurückgeht. Dies hat zur Folge, daß praktisch der Störspiegel nicht über 4 mA liegen dürfte. Die Sendeimpulse müßten demnach eine Differenz von 8,5 mA bzw. 16 mA auslösen. Dies würde bei größeren Entfernungen Sender von erheblicher Leistung bedingen. Hinzu kommt, daß bei dieser Einstellung des Empfängers (Störspiegel 4 mA, optimaler Ausschlag bei Aufnahme der Impulse des Senders = 12,5 bzw. 20 mA) die meister Störer kurzer Dauer zwischen 6 und 10 mA liegen. Mehrtägige, genaue Beobachtungen im Februar 1929 auf Welle 1340 (Ort: Empfängerprüfraum des Polizei-Instituts für Technik und Verkehr in Berlin, Golßenerstr.) ergaben, daß 70—80% aller kurzen Störer im Gleichrichter 6—10 mA anzeigten. Diese Beobachtungen in Verbindung mit dem Bestreben, erhöhte Senderleistungen zu vermeiden, führte dazu, den Weckanruf mit einer Kontrolle der Amplitude des Erregerstromes zu versehen. Diese Amplitudenkontrolle unterbricht kurz vor Beendigung jedes Impulses den Erregerstrom. Die Unterbrechung wird unwirksam, sobald die Amplitude noch 10 mA (die Anzugsempfindlichkeit des Eingangsrelais) beträgt. Liegt sie darunter, so zieht das Eingangsrelais des Weckanrufes nicht mehr an. Dieser Einrichtung dürfte in erster Linie das zuverlässige Arbeiten dieses Weckanrufes zuzuschreiben sein. Sie hat außerdem den Vorzug, daß der allgemeine Störspiegel wesentlich gehoben werden kann, ohne daß die sichere Auslösung allzusehr in Frage gestellt ist. Es genügt erforderlichenfalls auch eine Differenz zwischen Störspiegel und Ausschlag bei Aufnahme der Senderimpulse von 5 mA (evtl. noch weniger). Dies ist bei Verwendung von leistungsfähigen Röhren RE 134 oder gar RE 604) bei Aufnahme von Sendern geringer Leistung auch bei größeren Entfernungen leicht zu erreichen.

Weiterhin ist es erforderlich, daß die Senderimpulse genau mit der erforderlichen Charakteristik des Anrufzeichens (Dauer der Striche und Pausen) übereinstimmen. Je höher hier die zulässige Toleranz, um so geringer die Selektivität bei der Empfangsapparatur. Mehr als ± 5% erscheinen mir nach längeren Beobachtungen nicht zulässig, will man die Gefahr des Fehlanrufes völlig vermeiden und die Dauer der einzelnen Impulse bei verschiedenen Anrufzeichen nicht mehr als ± 10% auseinanderlegen. Eine Genauigkeit von ± 5% in der Tastung der Sendeimpulse läßt sich nur maschinell — aber dann ohne besondere Schwierigkeit — erzielen. Es genügt ein gewöhnlicher Elektromotor, der ein Kontaktrad an Stelle der Morsetaste bewegt. Das Anrufzeichen wird aus den in der Telegraphie üblichen Strichen verschiedener Länge zu bilden sein. Man kann es außerdem noch in verschiedenen Frequenzen übermitteln, doch halte ich dies nach eingehenden Ueberlegungen und Versuchen weniger zweckmäßig. U. a. benötigt man bei den Sendestellen Modulationseinrichtungen, das Wellenband ist breiter und beim Empfänger muß auf die Vorzüge der Rückkopplung verzichtet werden. Außerdem ist es m. E. zweifelhaft, ob es dadurch gelingt, die Apparatur selbst sehr einfach zu gestalten. Keineswegs dürfte es genügen, das aufgenommene Zeichen unmittelbar über eine niederfrequente Selektionseinrichtung auf einen Schrittwähler wirken zu lassen — wie dies vielfach m. W. versucht wird.

Das Anrufzeichen muß so gewählt werden, daß es zwei Aufgaben erfüllt: die Auswahl der gewünschten Funkstelle und — in Verbindung mit den anderen Einrichtungen hierzu — die Störbefreiung. Die Gesamtlänge soll möglichst gering sein. Je länger das Zeichen ist, um so größer ist die Gefahr, daß seine Wirkung durch Störer vernichtet wird. Andererseits kommt man ohne eine gewisse Länge nicht aus. Schon der erste Strich muß erfahrungsgemäß besonders lang sein. Es ist dies ein einfaches und wirksames Selektionsmittel. Ueber die Zeitdauer des ersten Striches gehen allerdings die Ansichten sehr auseinander. 2—3 Sekunden dürften genügen. Es empfiehlt sich aber, das erste Zeichen etwas länger zu machen als die Dauer eines folgenden Striches und einer Pause.

Um die Auswahl der gewünschten Funkstelle zu ermöglichen, kann man verschiedene Wege einschlagen. Am nächsten liegt wohl die Anlehnung an die Morsezeichen, d. h. eine Kombination von kurzen und langen Strichen in beliebiger Reihenfolge. Doch ergeben sich hierbei konstruktive Schwierigkeiten. Wesentlich einfacher dürfte es sein, innerhalb eines Anrufzeichens nur Striche und Pausen von gleicher Dauer mit Ausnahme des ersten und des letzten Striches zu verwenden. Die Zahl der Zeichen zwischen dem Anfangs- und Endstrich wird man nicht unter 2 und nicht über 6 wählen dürfen. Nimmt man nun nur drei verschiedene Zeiten der Striche bzw. Pausen an, so ergeben sich für Verwendung auf einer Welle = je 5 Zeichen mit 1, 2, 3 Strichlängen und 1, 2, 3 Pausenlängen = $5 \times 9 = 45$ verschiedene Anrufzeichen. Mehr werden wohl bei keinem Funkbetrieb auf einer Welle benötigt. Wenn mehrere örtlich voneinander getrennte Sender auf einer Welle mit dem Weckanruf arbeiten, so läßt sich durch die

Digitized by Google

Abstufung der Energie der Sender die Zahl der auf einer Welle wahlweise anrufbaren Funkstellen (bei 2—6 Strichen und drei verschiedenen Zeitdauern) erheblich vermehren.

Zur Störbefreiung kann die Charakteristik des Anrufzeichens ganz erheblich beitragen. Den ersten Strich habe ich bereits erwähnt. Nun kann durch eine Kombination von Relais usw. ohne große Schwierigkeit eine weitere Selektion erreicht werden. Die Relais usw. des Weckanrufes werden dann also durch die Impulse erregt. Die Charakteristik des Anrufzeichens ist alsdann unter Berücksichtigung der auftretenden Störimpulse und der Zweckmäßigkeit der Konstruktion u. a. als Kompromiß günstigst auszuwählen.

Aber diese oft gewählte Methode bei den zahlreichen Versuchen zur Entwicklung eines drahtlosen Weckanrufes wird m. E. nie zu einem vollwertigen Gerät führen. Den Beweis liefert eine eingehende Beobachtung der Störimpulse. Selbst in empfangsgünstigen Orten sind die Störungen auf fast allen Wellen derart, daß es in den wenigsten Fällen gelingen wird, ein Anrufzeichen aufzunehmen, ohne daß nicht irgendein Störimpuls von annähernd gleicher Amplitude sich in ihm bemerkbar macht — es sei denn, daß ganz ungewöhnliche Sendeenergien zur Verfügung stehen. Wenn aber irgendein Störimpuls sich im Anrufzeichen befindet, so muß durch diesen bei dieser Art der Steuerung (unmittelbare Steuerung der Relais usw. durch die einfallenden Impulse) das Anrufzeichen unwirksam werden oder bei entsprechender Kombination der Störimpulse zum Fehlanruf führen. Es läßt sich dies teilweise nur vermeiden, wenn die Toleranz der Zeitdauer der Striche und Pausen sehr groß ist — aber dann ist hierbei wiederum unmöglich, eine größere Anzahl von Anrufzeichen zu erhalten. Gewiß ist theoretisch hierzu auch dann die Möglichkeit noch gegeben — aber nur unter großem Aufwand. Eine Weckeinrichtung aber, die kompliziert ist, trägt schon von selbst den technischen und ökonomischen Keim der geringen Verwendungsfähigkeit in sich. Man hat Weckeinrichtungen entwickelt, die einige zwanzig Relais usw. enthalten. Selbst wenn es sich dabei um einfache, in anderen Einrichtungen bewährte Relais handelt, kann eine derartige Apparatur keine brauchbare Lösung sein. Zur Vermeidung von vielen Relais, Wählern usw. sind in dieser Apparatur mit bestem Erfolg Zeitrelais verwandt, bei denen die Verzögerung (Anzugs- oder Abfallverzögerung) auf mechanischem Wege erfolgt.

Die Störer im Funkempfänger lassen sich einteilen in Dauerstörer (Ueberlagerung durch einen modulierten Sender oder örtliche Maschinen usw.), atmosphärische Geräusche und fremde Telegraphiestörer. Gegen Dauerstörer von annähernd gleicher oder größerer Amplitude gibt es m. E. kein Mittel. Sie decken den Empfänger zu und machen selbst einen Hörempfang unmöglich. Mehr als vom Hörempfang kann man aber zunächst vom Weckanruf nicht erwarten. Ein modulierter Sender hätte allerdings die Möglichkeit, mit einer gänzlich anderen Frequenz auch dann einen Weckanruf durchzubringen. Aber, wie bereits oben ausgeführt, die Nachteile des Weckanrufes auf modulierten Sendern sind so erheblich und der praktische Erfolg so zweifelhaft, daß man lieber den Weg eines selektiven Empfanges gehen soll. Liegt die Amplitude des Dauerstörers etwas unter der des anrufenden Senders, so wird der Dauerstörer durch die bereits erwähnte Amplitudenkontrolle auch dann unwirsam gemacht, wenn die Differenz nur sehr gering ist. Zahlreiche Beobachtungen haben gezeigt, daß selbst in empfangsungünstigen Gegenden auf wenig störungsfreien Wellen Dauerstörer von hoher Amplitude (mehr als 8—9 mA) bei Verwendung von einigermaßen selektiven Empfängern vermieden werden können. Schwierig ist es allerdings, Dauerstörer zu vermeiden, deren Amplitude noch über der Abfallempfindlichkeit des Eingangsrelais liegt — es sei denn, man verzichtet auf leistungsfähige Empfangseinrichtungen und entspr. Reichweite. Aber nochmals — derartige Störer, zwischen der Anzugs- und Abfallempfindlichkeit macht die Amplitudenkontrolle unwirksam.

Störungen durch atmosphärische Elektrizität oder durch fremde Telegraphiesender bestehen fast durchweg aus kurzen Impulsen, die allerdings oft sehr rasch hintereinander folgen. Die sehr wenigen Zeiten, in denen sie zu einem Dauerimpuls zusammenfallen, können außer acht gelassen werden. Wir haben uns demnach in der Hauptsache noch mit den kurzen Störimpulsen gleicher oder größerer Amplitude als die des Rufsenders auseinanderzusetzen.

Zu ihrer Beseitigung und zur Verwendung möglichst vieler Anrufzeichen auf gleicher Welle ist der Weg der unmittelbaren Steuerung von Relais der Weckeinrichtung durch den Rufsender bis zur Auslösung der Impulsgabe verlassen und folgende Anordnung getroffen:

Nach Beendigung des ersten Striches beginnt die Weckeinrichtung s e l b s t t ä t i g zu arbeiten. In der Charakteristik ihrer Anrufzeichen treibt sie ein Schrittwähler bis zu dem Kontakt, an dem sich die Signaleinrichtung befindet. Die Energie hierzu wird örtlichen Stromquellen entnommen. Die vom Sender ausgesandten und im Empfänger gleichgerichteten Impulse kontrollieren lediglich diesen Vorgang. Das selbsttätige Arbeiten und dessen Kontrolle durch die aufgenommenen Sendeimpulse muß also sychron in der Charakteristik des Anrufzeichens erfolgen — sonst wird durch ein Stromstoßpendel die Apparatur in die Anfangsstellung zurückgeführt, und zwar — was sehr wesentlich ist — sofort beim Auftreten der ersten Ungenauigkeit, nicht aber erst nach Beendigung des Zeichengebers.

In der Uebersichtsskizze (Bild 1) ist „*J*“ das erste Eingangsrelais, das im Anodenkreis des Gleichrichters liegt und auf das die im Empfänger aufgenommenen Impulse wirken. Die Empfindlichkeit dieses Relais ist auf 10 mA Anzug und 6 mA Abfall eingestellt. Im Anodenstromkreis des Gleichrichters ist in Serie mit der Wicklung des „*J*“-Relais der Unterbrechungskontakt der Amplitudenkontrolle eingeschaltet — in der Skizze der Einfachheit halber als Wagnerscher Hammer eingezeichnet. Bei Betätigung dieser Amplitudenkontrolle wird der Anodenstromkreis völlig unterbrochen und der Anker des „*J*“-Relais fällt ab, zieht jedoch sofort wieder an, sofern im Anodenkreis des Gleichrichters noch mindestens 10 mA vorhanden sind. Ein Kleben des Ankers beim Stromstärken von 10—6 mA (Anzugs- und Abfallempfind-

Digitized by Google

lichkeit) ist dadurch unmöglich gemacht. Störer in dieser Größenordnung sind dadurch unwirksam. Durch den Arbeitskontakt des „*J*“-Relais wird ein Stromkreis geschlossen, in dem die Wickelung eines Zeitrelais mit Anzugsverzögerung *(AZ)* liegt. Ruhe- und Arbeitskontakte sind außerdem mit entsprechenden Kontakten (2 u. 4) des zweiten Zeitrelais, dessen Verzögerung jedoch beim Abfall liegt *(AB)*, und dem Stromstoßpendel so geschaltet, daß beim richtigen Arbeiten der Apparatur der Erregerstrom des Stromstoßpendels entweder an den Kontakten des

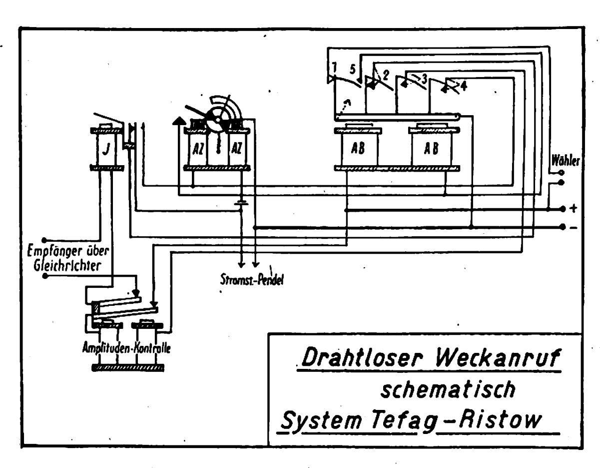



Bild 1.
**Schaltungsschema der Wählereinrichtung beim Empfänger des drahtlosen Weckanrufs System Tefag-Ristow.**

„*J*“-Relais oder an denen (2 u. 4) des *AB*-Relais unterbrochen ist. Sobald nach Kontaktgabe des *AZ*-Relais der Anker des *AB*-Relais angezogen ist, wird in dieser Stellung (Kontakt 1) der Schrittwähler erregt, der einen Schritt macht. Gleichzeitig wird ein weiterer Kontakt (2) geschlossen, der für einen bestimmten Teil des Ankerabfalls als Folgekontakt ausgebildet ist. Um die Ruhestellung dieses Folgekontaktes (2) wird ein weiterer Folgekontakt (3) geschlossen, der die Amplitudenkontrolle in Tätigkeit setzt. Ist beim verzögerten Abfall des Ankers des *AB*-Relais der Kontakt 2 geöffnet, so wird der Folgekontakt 4 geschlossen. Ist der Anker des *AB*-Relais an seiner Ruhestellung angelangt, so wird über Kontakt 5 das *AB*-Relais erneut erregt und der Vorgang wiederholt sich. Der Wähler macht einen weiteren Schritt usw. Die Abfallzeit des Ankers des *AB*-Relais richtet sich nach der Dauer eines Punktes und einer Pause. Nimmt man z. B. ein Zeichen, Strich, Pause, Punkt, Pause, Punkt, Pause, Strich, so muß die Signalauslösung beim 4. Kontakt des Schrittwählers angebracht werden. Die Länge des Punktes soll 1 Sek. und die der Pause 0,8 Sek. betragen. Die gesamte Abfallzeit des Ankers des *AB*-Relais ist demnach auf 1,8 Sek. einzustellen. Folgekontakt 2 muß 1 Sek. und Folgekontakt 4 = 0,8 Sek. geschlossen sein. Der Zeitpunkt des Ankeranzuges beim *AB*-Relais muß mit dem des *J*-Relais zusammenfallen und das Oeffnen des Folgekontaktes 2 bzw. das Schließen des Folgekontaktes 4 mit dem Ankerabfall des *J*-Relais, sonst wird das Stromstoßpendel ausgelöst. Durch diese Wechselwirkung der Folgekontakte 2 und 4 beim *AB*-Relais mit dem Ruhe- und Arbeitskontakt beim *J*-Relais auf das Stromstoßpendel erfolgt die Kontrolle der Zeichengabe. Gibt der ruhende Sender z. B. Punkte nicht mit 1 Sek. Dauer, sondern z. B. mit 1,2 Sek. Dauer, so wird der Stromkreis zum Stromstoßpendel bei Kontakt *t* des *AB*-Relais geschlossen, ohne daß Unterbrechung beim Arbeitskontakt des *J*-Relais erfolgen konnte. Entsprechend ist die Wirkung bei zu kurzen Punkten bzw. unrichtiger Zeitdauer der Pausen. Andererseits läßt diese Einrichtung in der einfachsten Weise eine fast beliebige Anzahl von Anrufzeichen zu. Als Beispiel für die Wirkung kurzer Störer wollen wir einen Störsender annehmen, der mit Tempo 60 Buchstaben-Min. ein Telegramm durchgibt und dessen Amplitude im Empfänger 15 mA beträgt. Das *J*-Relais wird dabei dauernd in Tätigkeit gesetzt. Solange nicht die Apparatur über das *AZ*-Relais zum Ansprechen gebracht ist, sind diese Telegraphiezeichen völlig unwirksam. Ist durch einen längeren Störer das *AZ*-Relais zum Ansprechen gebracht, so geht schon im Laufe der nächsten Sekunde die Apparatur wieder durch das Stromstoßpendel in die Anfangsstellung zurück. Die Aufnahmefähigkeit des richtigen Anrufzeichens ist durch die dauernde Betätigung des *J*-Relais durch den Störtelegraphiesender auch nicht behindert, denn bei Strichen und Punkten sind Störtelegraphiezeichen unwirksam und die Apparatur kommt über das *AZ*-Relais zunächst zum Arbeiten. Am Ende des ersten Striches geht das *J*-Relais aus der Dauererregung zwar wieder in den Rhythmus des Störtelegraphiesenders über, die kürzeste Pause genügt jedoch, um das *AZ*-Relais zum Abfall zu bringen. In der Wirkung des Stromstoßpendels läßt sich ohne Schwierigkeit eine Verzögerung erreichen, die schon mit Rücksicht auf die Unkonstanz des

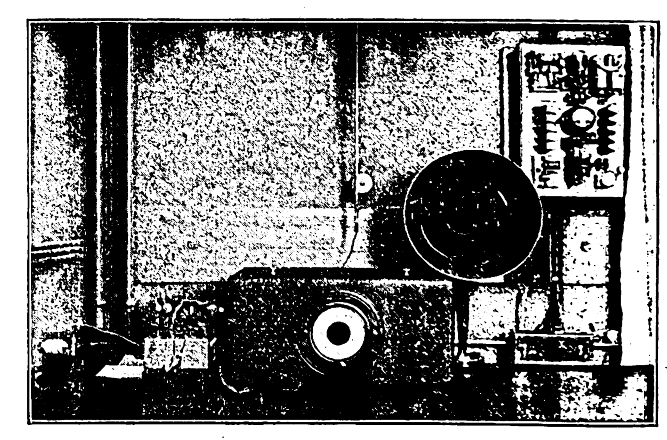


Bild 2.
**Der drahtlose Weckanruf „System Tefag-Ristow“ in betriebsfertigem Zustand (Haube abgenommen) an einen 5 Rohr-Empfänger angeschaltet.**

Kontaktgebers notwendig ist. Wenn für ein Morsezeichen durchschnittlich fünf Impulse angenommen werden, so dauert ein Impuls bei $60 \times 5 = 300$ Imp./Min. = 5 Imp./Sek. = 0,2 Sek., der durch die Verzögerung im Stromstoßpendel unwirksam ist. Bei einigermaßen selektivem Telegraphieempfänger ist aber selbst bei ungünstigen Wellen ein Störsender von 10 mA oder mehr sehr selten. Gibt man aber außerdem — wie beim Hörempfänger — den Anruf mindestens dreimal durch, so ist eine sichere Gewähr für die Auslösung des Anrufes gegeben. Beim Polizeiinstitut für Technik und Verkehr sind unter den ungünstigsten Verhältnissen über ½ Jahr Dauer-

Digitized by Google

versuche angestellt worden. Der Empfänger (5-Rohr-Neutrodyn-Rundfunkempfänger) mit der Weckeinrichtung (s. Bild 2 u. 3) war im Empfängerprüfraum in der Golßener Straße aufgestellt. In 100 m Entfernung befand sich ein Polizeisender und in ca. 1 km Entfernung der Flughafensender. Die vielen elektrischen Anlagen im Polizeiinstitut erzeugten sehr oft einen Dauerstörspiegel von 8 mA. Als Sender wurde ein Polizeisender (eigenerregter Telefunkensender mit einer Antennenstrahlleistung von ca. 40 Watt) in einer Entfernung von 350 km gewählt. Wenn ausnahmsweise Anrufe nicht ankamen, (es wurde täglich zehnmal angerufen), so lag es lediglich an der großen Inkonstanz des Senders und ungenauer Zeichengabe — Bedienungsfehler, die nach einiger Uebung des Personals ebenfalls fast völlig aufhörten.

### Zusammenfassung.

Es wird eine Einrichtung beschrieben, die den wahlweisen Anruf von Funkstellen auf gleicher Welle durch Auslösung einer Signaleinrichtung bei der Empfangsstelle gestattet. Die Probleme hierbei — Uebertragung der erforderlichen Energie, Störbefreiung des Anrufzeichens, die Art der Auslösung der Signaleinrichtung — werden untersucht und im Anschluß hieran die Apparatur beschrieben. Die im Empfänger aufgenommenen Impulse des Rufsenders betätigen nicht unmittelbar Relais bis zur Auslösung der Signaleinrichtung (mit Ausnahme des ersten Zeitrelais), sondern kontrollieren lediglich die selbsttätige Inbetriebsetzung eines Schrittwählers im Rhythmus des Anrufzeichens. Ist diese Kontrolle nicht synchron mit der selbsttätigen Zeichengabe, so fällt die Apparatur durch einen Stromstoßpendel in sich zusammen. Die Wirksamkeit des Stromstoßpendels wird für die Dauer von Telegraphiezeichen unwirksam gemacht. Eine Amplitudenkontrolle der Eingangsströme macht ferner alle Störer unwirksam, die unter der Anzugsempfindlichkeit des Eingangsrelais — insbesondere die über der Abfallempfindlichkeit liegen — unwirksam. Eine große Auswahl von Anrufzeichen und Beseitigung aller Störer, die sich nicht als Dauerstörer mit gleicher oder größerer Amplitude als die des Rufsenders auswirken, ist dadurch erreicht.

Das praktische Arbeiten dieser bereits in fabrikmäßiger Serienausführung vorliegenden drahtlosen Weckanrufeinrichtung (Fabrikat der Telephonfabrik A.-G. Berliner) wird beschrieben.

(Eingegangen am 10. September 1929.)

---

# Die Wellenausbreitung des Deutschlandsenders*).

Mitteilung aus dem Reichspostzentralamt.

Von F. Kiebitz.

**Inhaltsübersicht:**



### 1. Einleitung:

Die Ausbreitung elektrischer Wellen ist in den letzten Jahren der Gegenstand zahlreicher Beobachtungen, Theorien und Hypothesen gewesen. Vereinzelt sind seit langer Zeit objektive Beobachtungsmethoden angewendet worden. So hat M. Reich[1]) im Jahre 1910 Messungen veröffentlicht, bei denen der in einer definierten abgestimmten Antenne empfangene Strom galvanometrisch gemessen wurde.

Diese Methode der Feldstärkeermittlung aus Empfangsstrom, Höhe und Widerstand der Antenne ist nach Einführung der Verstärkerröhren außerordentlich verfeinert worden, zuerst wohl von G. Anders[2]). Mit seinem Gerät gelang es M. Bäumler[3]), die Stärke der von Amerika einfallenden Großstationswellen in Berlin zu bestimmen. Ein Gerät, das sich besonders für Feldstärkemessungen im Bereich der Rundfunkwellen eignet, hat Bäumler[4]) beschrieben. Mit dieser und mit ähnlichen Anordnungen sind in den letzten Jahren viele Feldstärkemessungen ausgeführt worden, sowohl in Deutschland als auch im Ausland[5]).

Im vorliegenden Aufsatz sind Messungen dieser Art beschrieben, die im Herbst 1928 in der Umgebung des Deutschlandsenders in Zeesen angestellt wurden.

### 2. Beobachtungsergebnisse.

Die Beobachtungen erstreckten sich über sechs Tage, an denen gleichmäßig schönes Herbstwetter herrschte. Nachtbeobachtungen fanden nicht statt. Es sollte auf diese Weise erkannt werden, ob die Bodenbeschaffenheit einen Einfluß auf die Wellenausbreitung ausübt. Die vorliegenden Beobachtungen erstreckten sich auf Abstände von nur 50—100 km vom Sender. Um zu prüfen, ob während der Messungen Schwankungen vorhanden waren, die vom Sender oder vom Wetter verursacht sein konnten, wurde in 130 km Entfernung auf der Versuchsstelle in Strelitz dauernd die Intensität der ankommenden Wellen kontrolliert. Die dort beobachteten Schwankungen haben 8% nicht überschritten, so daß anzunehmen ist, daß auch bei allen anderen Beobachtungen, die in kürzeren Entfernungen angestellt wurden,

*) Ausführlicher Elektr. Nachr. Techn. 6, S. 303, 1929, Heft 8.
[1]) M. Reich, Phys. Ztschr. 14, S. 934, 1913.
[2]) G. Anders, ENT 2, S. 401, 1925; Ref. ds. Ztschr. 28, S. 91, 1926.
[3]) M. Bäumler, ENT 1, S. 50, 1924.
[4]) M. Bäumler, ENT 1, S. 160, 1924; TFT 17, S. 193, 1928.
[5]) R. O. Cherry, Natural Philosophy Laboratory, Melbourne 1928; S. Lemoine, Tekniska Meddelanden fran Kungl. Telegraphstyrelsen Heft 2/3, 1927; R. H. Barfield, Journal Inst. Electr. Eng. 66, S. 204, 1928; Ref. ds. Ztschr. 32, S. 139, 1928; L. Espenschied, Journal Amer. Inst. El. Eng. 46, S. 25, 1927; Ref. ds. Ztschr. 30, S. 106, 1927.


Digitized by Google

Unregelmäßigkeiten über 8% der Bodenbeschaffenheit zur Last zu legen sind.

An den sechs Beobachtungstagen wurden mit dem Empfangsgerät Fahrten unternommen, während der Zeesener Sender beständig mit bestimmter Antennenstromstärke (meist 40 A) betrieben wurde. Die Wellenlänge betrug damals 1250 m, die Eigenwelle der Antenne hatte nahezu den gleichen Wert. An den sechs Beobachtungstagen wurde an je 10—15 Aufstellungspunkten die Feldstärke bestimmt. Das Empfangsgerät wurde am Tage vor und nach jeder Fahrt im Laboratorium geeicht. Diese Eichungen stimmten um weniger als 3% untereinander überein. Die absolute Genauigkeit der Senderstromstärke betrug 5%. Die absoluten Feldstärkeangaben erfahren außer durch die Eichunterschiede noch eine Unsicherheit, die sich aus der Bestimmung des Dämpfungswiderstandes und der wirksamen Höhe der Empfangsordnung ergibt. Wenn man diese berücksichtigt, so gelangt man zu einer absoluten Genauigkeit der Feldstärkeangaben, die nur 10% beträgt.

Die Einstellgenauigkeit des Empfängers beträgt ebenfalls nur 10%. Die Fahrten wurden so eingerichtet, daß an ganz verschiedenen Tagen bestimmte Aufstellungspunkte wieder aufgesucht wurden. Z. B. wurde ein Beobachtungspunkt dreimal aufgesucht. Die Unterschiede in den Einstellungen betrugen dann nie mehr als 15%. Sie erklären sich zum Teil durch die Witterungsschwankungen (bis 8%), zum Teil durch die Unsicherheit der Einstellung (bis 10%).

Besondere Vorsicht war bei der Wahl der Aufstellungsorte geboten. In der Nähe von Gebäuden und Freileitungen wurden in der Regel andere Werte gemessen als auf freiem Feld. Es ergab sich, daß es unzulässig ist, Feldstärkeangaben zu machen auf Grund von Beobachtungen, die in weniger als 100 m Abstand von Häusern, Leitungen oder Baumgruppen angestellt worden sind. Die mitgeteilten Beobachtungen sind sämtlich auf freiem, ebenen Feld gemacht worden, das im Umkreis von wenigstens 150 m keine Gebäude, Leitungen und Baumgruppen aufwies.

### 3. Berechnung.

Für die Amplitude der elektrischen Wellen kann man verschiedene Maße anwenden. Die vorliegenden Angaben sind alle auf die Strahlung bezogen. Sie ist die Summe der elektrischen und magnetischen Feldenergie, die in der Zeiteinheit durch den Querschnitt 1 hindurchfließt und wird nach Poynting aus der Formel berechnet:

$$S = \frac{c}{4\pi} E H \cdot \sin (EH),$$

wobei $c$ die Lichtgeschwindigkeit, $E$ die elektrische und $H$ die magnetische Feldstärke ist und $(EH)$ der Winkel zwischen der Richtung des elektrischen und magnetischen Feldes. Bei einem reinen Strahlungsvorgang ist $E = H$ und $(EH) = 90°$, mithin die Dichte des Energiestromes:

$$S = \frac{c}{4\pi} E^2 \tag{1}$$

oder wenn man technische Einheiten für Strahlung und Feldstärke einführt:

$$S = 2652\, E^2 \left(\frac{\text{Volt}}{m}\right) \frac{\text{Watt}}{\text{qkm}} \tag{1'}$$

Wenn anderseits ein Sender die Gesamtleistung $N$ ausstrahlt, so geht im Abstand $r$ durch jeden Querschnitt ein Energiestrom hindurch, der sich durch die Verteilung der Leistung $N$ auf eine Halbkugel von der Fläche $2\pi r^2$ ergibt. Da normalerweise die Strahlung längs der Erdoberfläche am dichtesten ist, und die Feldstärke sinusförmig mit der Annäherung an das Zenith abnimmt, so gilt für die Berechnung der Strahlungsdichte an der Erdoberfläche die Formel:

$$S = \frac{3}{2} \cdot \frac{N}{2\pi r^2} = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{N}{r^2} \tag{2}$$

oder in technischen Einheiten:

$$S = 239 \cdot \frac{N(kW)}{r^2\,(\text{km})} \frac{\text{Watt}}{\text{qkm}} \tag{2'}$$

Im Falle des Zeesener Senders betrug der wahrscheinliche Wert der ausgestrahlten Leistung 30 kW. Diese Zahl entspricht einer Anodenstromleistung von 50 kW. Die wirksame Höhe kann zu 125 m angesetzt werden — bei 210 m Turmhöhe — und der Verlustwiderstand zu 3 Ohm. Aus diesen Angaben folgt ein Strahlungswiderstand von rund 18,5 Ohm, mithin ein Gesamtdämpfungswiderstand von 21,5 Ohm und bei 40 Ohm Antennenstromstärke eine Antennenleistung von 34,5 kW und eine Strahlungsleistung von 30 kW.

Um eine Absorption der Wellen rechnerisch darstellen zu können, pflegt man ebenso wie bei der Dämpfung ein logarithmisches Maß einzuführen. Das Produkt $S \cdot r^2$ würde, wenn keinerlei Absorption stattfände, konstant sein. Wenn man die Abnahme, die die Strahlung durch Absorption erfährt, durch die Gleichung beschreibt:

$$S_1 \cdot r_1^2 = S_2 \cdot r_2^2 \cdot e^{-\beta(r_1 - r_2)}$$

so stellt $\beta$ ein Maß der Absorption dar, und zwar den Logarithmus der Amplitudenabnahme pro km. Mit der Feldstärke ist die Absorption verknüpft durch die Beziehung:

$$E_1 r_1 = E_2 r_2 \cdot {}^{\frac{\beta}{2}(r_1 - r_2)}$$

so daß aus Feldstärke und Abstandsmessungen die Absorption nach folgender Formel berechnet wird:

$$\beta/2 = \frac{\ln E_2 r_2 - \ln E_1 r_1}{r_1 - r_2} \tag{3}$$

Es ist dabei zu beachten, daß die Darstellung der Absorption in dieser Form streng genommen nur unter bestimmten, in der Wirklichkeit nicht erfüllten Voraussetzungen Sinn hat. Nämlich

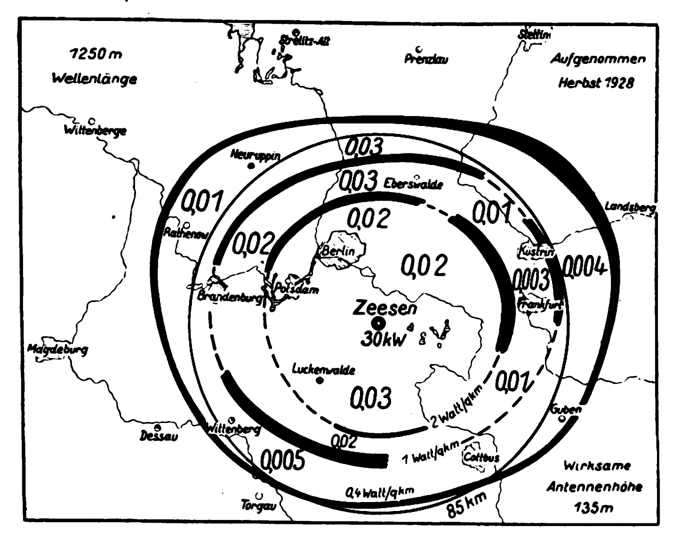
1. unter der Voraussetzung, daß die Absorptionsursachen auf der ganzen Wellenfront vom Erdboden bis zum Zenith in gleicher Weise wirksam sind und

2. unter der Voraussetzung, daß die Absorptionsursachen sich mit der Entfernung nicht ändern.


Digitized by Google

#### 4. Ergebnisse.

Die Ergebnisse der rund 100 Beobachtungen sind in dem nebenstehenden Bild zusammengestellt. Dieses Bild ist auf folgende Weise zustande gekommen: Es sind auf der Karte alle Beobachtungspunkte, in denen eine Strahlung von 2 Watt/qkm $\pm$ 10 % gemessen wurden, verbunden worden; ebenso alle Punkte, in denen 1 Watt/qkm $\pm$ 10 % und alle Punkte, in denen 0,4 Watt/qkm $\pm$ 10 % gemessen worden sind. Sie




Strahlungsdiagramm des Deutschlandsenders in Zeesen.

ordnen sich in drei Riegen, die den Sender umschlingen; die Gebiete, in denen keine Beobachtungspunkte vorliegen, sind punktiert eingetragen worden. Außerdem ist der Kreis gezeichnet, in dem nach der Strahlungsformel (2′) die Strahlung 1 Watt/qkm zu erwarten gewesen wäre. Er hat 85 km Halbmesser. Man erkennt, daß das Gebiet, in dem tatsächlich 1 Watt/qkm beobachtet wurde, innerhalb dieses Kreises liegt und keine genaue Kreisform mehr besitzt. Ebenso weist das Gebiet für 2 Watt/qkm erhebliche Verzerrungen gegenüber der Kreisform auf und ebenso das Gebiet für 0,4 Watt/qkm. Nach Formel (3) sind ungefähre Werte der Absorption berechnet worden. Sie sind im Verhältnis 1 : 3 zuverlässig, d. h., wenn 0,01 als Absorption angegeben ist, so kann $\beta$ Werte zwischen 0,003 und 0,03 haben.

Es fällt dabei auf, daß die Gebiete kleinster Absorption in den größten Entfernungen vorkommen. Vielleicht ist dafür der Lauf der Elbe und der Oder verantwortlich zu machen, während große Absorptionsgebiete mit dem Höhenrücken des Fläming, südlich von Berlin, und mit dem Waldgebiet im Norden von Berlin einigermaßen zusammenfallen. Vielleicht hat die Abnahme der Absorption mit der Entfernung aber eine grundsätzliche Ursache. Man kann nämlich auch daran denken, daß ja die Bodenabsorption nur in dem untersten Streifen der ganzen Kugelwelle wirksam ist, während die übrige Raumstrahlung nicht beeinträchtigt wird. Dieser Bodenstreifen beträgt aber mit steigender Entfernung einen immer abnehmenden Bruchteil der gesamten Wellenfront, so daß auch aus diesem Grunde die örtlichen Störungsursachen die Wellen eines nahen Senders verhältnismäßig stärker absorbieren müssen als die eines fernen Senders. In der Tat muß nach dem Prinzip von Huyghens und Fresnel die Raumwelle den am Boden absorbierten Energiestrom zum Teil wieder ersetzen.

#### 5. Zusammenfassung.

Im Herbst 1928 wurden an nahezu 100 Stellen im Umkreis von 100 km um den Deutschlandsender in Zeesen Messungen der Amplitude der ausgestrahlten Wellen vorgenommen. Als Amplitude wurde die in der Zeiteinheit durch die Einheit des Querschnitts gestrahlte Energie benutzt, angegeben in Watt/qkm als Einheit. Es ergab sich, daß die Wellen eine Absorption erfahren, die durch die Beschaffenheit der Erdoberfläche verursacht sein muß, und daß diese Absorption in verschiedenen Richtungen verschieden groß ist. Die Größe der Absorption, angegeben durch den Logarithmus, der auf 1 km verursachten Verringerung der Strahlung hat Werte von der ungefähren Größe 0,01 in der Nähe und 0,001 in der Ferne.

(Eingegangen am 2. August 1929.)

---

# Direkte Messung des Modulationsgrades eines Telephoniesenders.

Mitteilung aus dem Elektrotechn. Institut der T. H. Breslau.

Von **M. Büge.**

#### Inhaltsübersicht.

Es werden zwei Schaltungen angegeben, die es ermöglichen, den Modulationsgrad eines Telephoniesenders direkt durch den Ausschlag eines normalen Zeigerinstrumentes (Kreuzspul- oder Drehspulinstrument) zu messen.

---

Unter dem Modulationsgrad eines Telephoniesenders wird im Folgenden unter der Annahme einer symmetrischen Beeinflussung entsprechend Bild 1 der Ausdruck[1]) verstanden

$$K = \frac{i_{sm}}{i_m}.$$

Die übliche Ueberwachung des Modulationsgrades ist im Sendebetrieb eine indirekte: Die mittlere bzw. momentane Höhe der dem Gitter zugeführten Modulationsspannung wird kontrolliert. Die Einstellung der hierzu verwendeten Meßgeräte — im allgemeinen zweier mit verschiedener Vorspannung arbeitender Röhrenvoltmeter — erfolgt empirisch am Sender. Es wird also nur ein einmal vorgeschriebener Modulationsgrad innegehalten, nicht aber die absolute Größe bestimmt oder in vorgeschriebener Weise geändert. Zur Bestimmung des tatsächlichen Betrages des Modulationsgrades sind Anordnungen z. B. von Thurner, Gabriel und auch Kuhlmann angegeben, die jedoch den Nachteil haben, daß der gesuchte Wert

---

1) Vgl. Banneitz. Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Digitized by Google

durch Rechnung oder Konstruktion aus gemessenen Größen folgt. Im Folgenden wird eine Schaltung zur direkten Ablesung des Modulationsgrades mitgeteilt.

Als Anzeigeinstrument dient ein Kreuzspulensystem, wie es mit permanentem Magnet als Ohm-

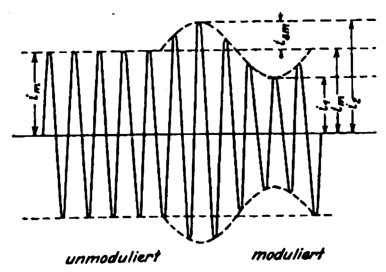



Bild 1.
**Aussteuerung eines Telephoniesenders.**

meter, mit Erregerspule als Phasenmesser Verwendung findet. Die Arbeitsweise beruht darauf, daß der Ausschlag der Kreuzspule proportional dem Quotienten der beiden Spulenströme ist (vgl. Bild 2).

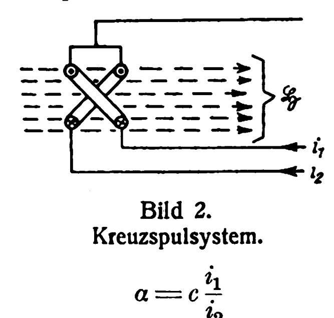



Bild 2.
**Kreuzspulsystem.**

$$a = c\frac{i_1}{i_2}$$

Die Eignung des Instrumentes zur Messung des Modulationsgrades ist klar, es ist nur erforderlich, daß $i_1 = i_{sm}$ und $i_2 = i_m$ gemacht wird. Dies wird durch

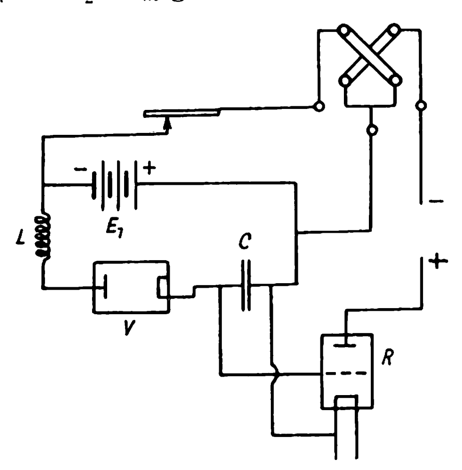



Bild 3.
**Schaltskizze zur Messung des Modulationsgrades.**

die in Bild 3 vereinfacht gezeichnete Schaltung erreicht.

Der zu untersuchende Sender induziert in der Spule $L$ eine Wechselspannung, deren Scheitelwert bei unmoduliertem Senden $e_m$ betrage, bei moduliertem Senden $e_m + e_{sm}$. Die Spannung $E_1$ ist der Größe nach gleich $e_m$; es liegt jedoch ihr negativer Pol an der Anode der Ventilröhre $V$, so daß bei nichtmoduliertem Senden der Kondensator $C$ nicht aufgeladen wird. Bei moduliertem Senden steigt die Kondensatorspannung auf den Betrag $e_{sm}$, da die Spannung $E_1$ unverändert bleiben soll. Damit wächst der Anodenstrom der Arbeitsröhre $R$, der zunächst der Gitterspannung proportional gesetzt wird, von Null auf

$$i_a = e_g k = k e_{sm}$$

Die Spulenströme des Kreuzspulinstrumentes betragen also

$$i_1 = k' E_1 = k' e_m$$
$$i_2 = i_a = k e_{sm}$$

Der Ausschlag des Systems beträgt also

$$a = \frac{k e_{sm}}{k' e_m}$$

Für $k' = k$ wird

$$a = \frac{e_{sm}}{e_m}.$$

d. h. das Instrument zeigt direkt den Modulationsgrad an. Die ausgeführte Schaltung zeigt Bild 4.

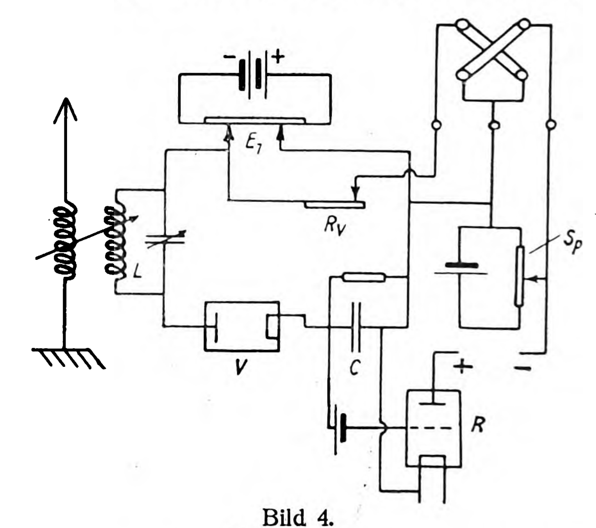



Bild 4.
**Schaltschema zur Messung des Modulationsgrades mit Kreuzspulsystem.**

Parallel der vom Sender über die Empfangsantenne induzierten Spule $L$ liegt ein Abstimmkondensator. Als Ventilröhre $V$ dient eine beliebige Dreielektrodenröhre. Verwendet wurde eine Telefunkenröhre Type R.S. V. Der variable Kondensator $C$ (Stöpselkondensator von H. u. B.) ist durch einen hochohmigen Widerstand überbrückt, damit seine Ladung abfließen kann. Die Spannung $E_1$ ist durch Einschaltung eines induktionsfreien Spannungsteilers veränderlich gemacht. An dem Kondensator $C$ ist die Gitterspannung für die Arbeitsröhre $R$ abgegriffen. Hier werden in Parallelschaltung zwei Telefunkenröhren Type R.E. 604 ($D = 27\%$ $R_i = 10^3\ \Omega$) verwendet. Der Anodenruhestrom, der bei $-e_g = 20$ Volt, $e_a = 150$ Volt ungefähr 20 mA beträgt, wird mit Hilfe des Spannungsteilers $Sp.$ kompensiert. Als Kreuzspulinstrument diente in provisorischer Weise ein Phasenmesser. Der Widerstand der Meßspulen beträgt 150 $\Omega$, der normale Spulenstrom 30 mA bei einer Erregerstromstärke von 5 A.

Digitized by Google

Die Einstellung des Gerätes erfolgt folgendermaßen:

I. Der Sender gibt unmoduliert.

A. Der Ruhestrom der Arbeitsröhre $R$ wird kompensiert. Dabei ist die Induktivität L kurzgeschlossen.

B. Der Kurzschluß von $L$ ist aufgehoben. $E_1$ ist gleich Null. Der Kondensator $C$ wird auf die Scheitelspannung $e_m$ aufgeladen. Der Anodenstrom der Arbeitsröhre, der unter der Voraussetzung eines genügend hohen Widerstandes des Spannungsteilers $Sp$ gleich dem Spulenstrom $i_1$ des Kreuzspulinstrumentes gesetzt wird, steigt um den Betrag:

$$di_a = S'e_m$$

wobei

$$S' = \frac{2\,S}{1+2\,SDR_a}.$$

C. Die Spannung des Kondensators $C$ wird durch Einregulierung von $E_1$ kompensiert. Die Kompensation ist dann erreicht, wenn $di_a$ gerade auf Null zurückgegangen ist. Mit Hilfe des Widerstandes $R_v$ wird der Spulenstrom $i_2$ des Kreuzspulinstrumentes auf den Betrag $di_a = S'e_m$ eingestellt. Die vielleicht infolge dieser Belastung auftretende Aenderung von $E_1$ muß ausgeglichen werden.

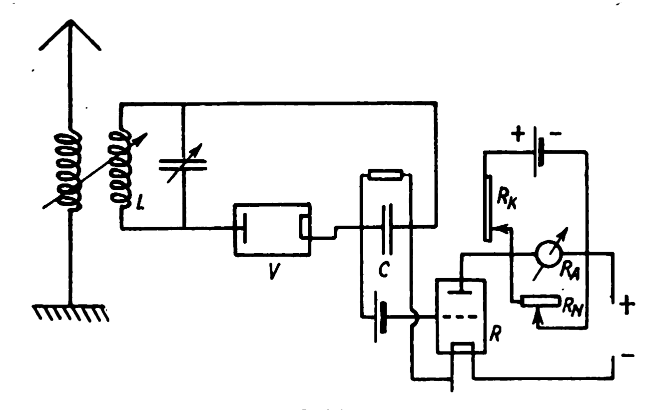



Bild 5.
**Schaltschema zur Messung des Modulationsgrades.**

II. Der Sender gibt moduliert. Der Ausschlag des Kreuzspulinstrumentes beträgt:

$$a = c\,\frac{S'e_{sm}}{S'e_m}$$

Die Fehler der Anordnung liegen darin, daß der Kondensator $C$ infolge der parallel liegenden Ableitwiderstände nicht auf die volle Scheitelspannung aufgeladen wird und in der Vernachlässigung der der einen Kreuzspule parallel geschalteten Widerstandsanordnung. Die praktische Ausführung des Versuches führte zu keinem brauchbaren Ergebnis, da die zur Verfügung stehenden Kreuzspulsysteme ungeeignete Dämpfungen besaßen. Die Schaltung wurde daher nach Bild 5 abgeändert.

Bei der Kompensation des Anodenruhestromes betrage der Widerstand des Anodenamperemeters nebst Nebenwiderstand $R\Omega$, der des Kompensationswiderstandes $R_k\Omega$. Bei unmoduliertem Geben steige der Anodenstrom um $di_a = S'e_m$; durch Aendern des Nebenwiderstandes des Anodenamperemeters von $R_N$ auf $R'_N$ wird der Ausschlag des Instrumentes auf 100° gebracht. Die vorher eingestellte Kompensation wird durch diese Aenderung von $R$ nicht beeinträchtigt, wenn $R_k$ hinreichend groß ist (z. B. $R_A = 10\,\Omega$, $R_k = 10\cdot10^3\,\Omega$). Durch Aendern von $R_k$ wird der Ausschlag $a_1 = S'e_m = di_{a1} = 100°$ kompensiert. Bei moduliertem Senden steigt der Ausschlag an auf $a_2 = di_{a2} = S'\,e_{sm}$.

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{S'e_{sm}}{S'e_m} \qquad \frac{a_2}{100} = \frac{e_{sm}}{e_m}$$

Der Ausschlag $a_2$ gibt also den Modulationsgrad direkt in Prozenten an.

Bei dieser Entwicklung ist $S'$ als unabhängig von $R_k$ und von der Gitterspannung angesehen. Die Unabhängigkeit von der Gitterspannung ist im geradlinigen Teil der Arbeitskurve gegeben. Damit die Steilheit durch Aenderung von $R_k$ nicht beeinflußt wird, muß dieses stets groß gegenüber $R_A$ sein.

Die Schaltung baut darauf auf, daß der Kondensator $C$ auf den Scheitelwert der induzierten Spannung aufgeladen wird. Dies ist natürlich nicht genau erfüllt, da der Ueberbrückungswiderstand stets endliche Größe haben muß, nur die Gitterströme der Arbeitsröhren können durch geeignete negative Vorspannung beliebig klein gehalten werden. Von Barkhausen (Elektronenröhren, Bd. 3) ist jedoch gezeigt, daß die Spannung des Kondensators bei großen Werten des Ueberbrückungswiderstandes linear steigt mit der Amplitude der Wechselspannung, wenn der Verlauf der Kennlinie durch eine Parabel dargestellt wird. Die Proportionalitätskonstante zwischen Kondensatorspannung und Wechselspannungsamplitude fällt aber in der Gleichung für den Modulationsgrad heraus, da sie im Zähler und Nenner auftritt. Geeignete Wahl des Kondensators $C$ ermöglicht es, den mittleren oder momentanen Wert des Aussteuerungsfaktors zu messen.

Der Verfasser dankt dem Direktor des Elektrotechnischen Institutes, Herrn Professor Dr.-Ing. G. Hilpert, für seine Unterstützungen und Anregungen bei der vorliegenden Arbeit.

## Zusammenfassung.

Zur direkten Messung des Modulationsgrades eines Telephoniesenders werden zwei Schaltungen angegeben, die beide darauf beruhen, daß das Gitter einer Verstärkerröhre durch den Scheitelwert der Spannung beeinflußt wird, die von dem zu messenden Sender in einer Empfangsspule induziert wird. Dabei ist die Größe eines Messkondensators bestimmend, ob der mittlere oder momentane Wert des Modulationsgrades gemessen wird.

(Eingegangen am 3. August 1929.)

Digitized by Google

# Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen, deren einzelne Elemente in Oberschwingungen erregt werden.

Von **Gerhard Gresky**, Berlin-Tempelhof.

Schluß*).

### IV. Kombinationen zweier in verschiedenen Oberschwingungen erregter Antennen.

a) Serienstellung zweier Antennen mit einer zusätzlichen Kunstphase von 180°.

Die allgemeine Formel für diese Kombination lautet:

$$R = r_1 (\alpha, \beta, \gamma) \sin \omega t$$
$$+ r_2 (\alpha, \beta, \gamma) \sin (\omega t + \frac{2\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta + \pi).$$

In der Vertikalebene wird man im allgemeinen Nullstellen nur dann erhalten, wenn für einen bestimmten Neigungswinkel $\beta$ $r_1$ und $r_2$ gleichzeitig verschwinden, oder wenn für $r_1 = r_2$ $\frac{2\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta = 2\pi$ wird, d. h. für $d/\lambda = \frac{1}{\cos \alpha \cos \beta}$, wobei $\beta$ den Winkel bedeutet, für den $r_1 = r_2$ wird. Man kann daher die Nullstellen in der Vertikalebene nur für ein bestimmtes $\alpha$ und dann nur um höchstens eine vermehren.

Eine Ausnahme davon bildet die Ebene $\alpha = 90°$, für die die Charakteristik

$$R = r_1 \sin \omega t + r_2 \sin (\omega t + \pi) \text{ ist.}$$

Die Strahlung in dieser Ebene ist immer kleiner als die einer der beiden Antennen, sie wird gleich der Strahlung der einen Antenne, wenn die der anderen verschwindet.

$$R = r_1 \text{ für } r_2 = 0 \text{ und } R = r_2 \text{ für } r_1 = 0.$$

Nullstellen treten in dieser Ebene unabhängig vom Abstandsverhältnis $d/\lambda$ für die Neigungswinkel $\beta$ auf, für die $r_1 = r_2$ ist. Sie sind nur dann mit den Nullstellen der einzelnen Antennen identisch, wenn für ein bestimmtes $\beta$ $r_1 = r_2 = 0$ wird. Die Nullstellen kann man graphisch aus dem Verlauf der Charakteristiken für zwei in verschiedenen Oberschwingungen erregte Antennen oder auch durch folgende mathematische Ueberlegung bestimmen.

Bei der Kombination zweier in ungeraden Harmonischen erregter Antennen müssen zwei Gleichungen der Form

$$r_1 = a \frac{1}{\cos \beta} \cos \left( \frac{n_1 \pi}{2} \sin \beta \right)$$
$$r_2 = a \frac{1}{\cos \beta} \cos \left( \frac{n_2 \pi}{2} \sin \beta \right)$$

gleich sein, entsprechend bei der Kombination zweier in geraden Harmonischen erregter Antennen zwei Gleichungen der Form

$$r_1 = a \frac{1}{\cos \beta} \sin \left( \frac{n_1 \pi}{2} \sin \beta \right)$$
$$r_2 = a \frac{1}{\cos \beta} \sin \left( \frac{n_2 \pi}{2} \sin \beta \right)$$

*) I. Teil ds. Ztschr. 34, S. 132, 1929, Heft 4.

Für die Bedingung der Nullstellen in der Ebene $\alpha = 90°$ bei der Kombination zweier in geraden oder ungeraden Harmonischen erregter Antennen erhält man also folgende zwei Gleichungen:

$$\left| \cos \left( \frac{n_1 \pi}{2} \sin \beta \right) \right| = \left| \cos \left( \frac{n_2 \pi}{2} \sin \beta \right) \right|$$
$$\left| \sin \left( \frac{n_1 \pi}{2} \sin \beta \right) \right| = \left| \sin \left( \frac{n_2 \pi}{2} \sin \beta \right) \right|$$

Da nun

$$| \cos \alpha | = | \cos (\pi - \alpha) | = | \cos (\pi + \alpha) |$$
$$= | \cos (2\pi - \alpha) | = \ldots .$$

und

$$| \sin \alpha | = | \sin (\pi - \alpha) | = | \sin (\pi + \alpha) |$$
$$= | \sin (2\pi - \alpha) | = \ldots .$$

so sind diese Gleichungen erfüllt für

$$\pi - \frac{n_1 \pi}{2} \sin \beta = \frac{n_2 \pi}{2} \sin \beta$$
$$\pi + \frac{n_1 \pi}{2} \sin \beta = \frac{n_2 \pi}{2} \sin \beta$$
$$2\pi - \frac{n_1 \pi}{2} \sin \beta = \frac{n_2 \pi}{2} \sin \beta$$

— — — — — — — —

Daraus erhält man folgende Werte für $\sin \beta$, für die $R = 0$ wird:

$$\sin \beta = \frac{2}{| n_1 + n_2 |}$$
$$\sin \beta = \frac{2}{| n_1 - n_2 |}$$
$$\sin \beta = \frac{4}{| n_1 + n_2 |}$$

— — — — — —

allgemein also

$$\sin \beta = \frac{2k}{| n_1 \pm n_2 |},$$

wobei $k = 1, 2, 3 \ldots$ ist.

Bei der Kombination einer Antenne, die in einer ungeraden, mit einer zweiten, die in einer geraden harmonischen Schwingung erregt wird, müssen zwei Gleichungen folgender Form gleich werden:

$$r_1 = a \frac{1}{\cos \beta} \cos \left( \frac{n_1 \pi}{2} \sin \beta \right)$$
$$r_2 = a \frac{1}{\cos \beta} \sin \left( \frac{n_2 \pi}{2} \sin \beta \right)$$

Es muß also

$$\cos \left( \frac{n_1 \pi}{2} \sin \beta \right) = \sin \left( \frac{n_2 \pi}{2} \sin \beta \right) \text{ sein.}$$

Digitized by Google

Da nun $\left|\sin\left(\frac{\pi}{2}-\alpha\right)\right| = \left|\cos\alpha\right|$

und $\left|\sin\left(\frac{\pi}{2}-\alpha\right)\right| = \left|\sin\left(\frac{\pi}{2}+\alpha\right)\right| = \left|\sin\left(\frac{3\pi}{3}-\alpha\right)\right|$

$$= \left|\sin\left(\frac{3\pi}{2}+\alpha\right)\right| = \dots .$$

so muß

$$\frac{\pi}{2} - \frac{n_2\pi}{2}\sin\beta = \frac{n_1\pi}{2}\sin\beta$$

$$\frac{\pi}{2} + \frac{n_2\pi}{2}\sin\beta = \frac{n_1\pi}{2}\sin\beta$$

$$\frac{3\pi}{2} - \frac{n_2\pi}{2}\sin\beta = \frac{n_1\pi}{2}\sin\beta$$

$$\frac{3\pi}{2} + \frac{n_2\pi}{2}\sin\beta = \frac{n_1\pi}{2}\sin\beta$$

— — — — — — sein.

Man erhält deswegen als Bedingung für die Nullstellen

$$\sin\beta = \frac{1}{|n_1+n_2|}$$

$$\sin\beta = \frac{1}{|n_1-n_2|}$$

$$\sin\beta = \frac{3}{|n_1+n_2|}$$

$$\sin\beta = \frac{3}{|n_1-n_2|}$$

— — — — —

oder allgemein: $\sin\beta = \frac{2k-1}{|n_1 \pm n_2|}$.

Soll für einen Winkel, für den in der Ebene $\alpha = 90^\circ$ eine Nullstelle auftritt, in der Ebene $\alpha = 0^\circ$ ein Maximum vorhanden sein, d. h. will man eine gute Charakteristik in der Horizontalebene für Strahlen mit einem bestimmten Neigungswinkel $\beta$ erzielen, so muß $d/\lambda$ so gewählt werden, daß $\frac{2\pi d}{\lambda}\cos\beta = \pi$, also $d/\lambda = \frac{1}{2\cos\beta}$ wird, wobei für $\alpha = 90^\circ$ bei diesem Winkel $\beta$ eine Nullstelle liegen muß. Hat man für $\alpha = 90^\circ$ Nullstellen für mehrere Winkel $\beta$, so wählt man darunter zur Bestimmung eines günstigen Abstandsverhältnisses einen solchen aus, für den die Amplituden in den Charakteristiken der Einzelantennen möglichst groß sind.

Wegen der Mannigfaltigkeit der Kombinationen, die man je nach Wahl der Antennen und des Verhältnisses $d/\lambda$ aufstellen kann, soll im folgenden nur der vorerwähnte, günstig erscheinende Fall näher betrachtet werden für zwei Antennen, die in der ersten bzw. zweiten Oberschwingung erregt werden.

Da für diesen Fall $n_1 = 2$ und $n_2 = 3$ ist, ergeben sich in der Ebene $\alpha = 90^\circ$ Nullstellen für

$$\sin\beta = \frac{1}{5},\ \beta = 11^\circ\ 32'$$

$$\sin\beta = 1,\ \beta = 90^\circ$$

$$\sin\beta = \frac{3}{5},\ \beta = 36^\circ\ 52'$$

von denen die Nullstelle $\beta = 90^\circ$ mit den Nullstellen der Einzelantennen zusammenfällt.

Das Maximum für die in der ersten Oberschwingung erregten Antenne liegt bei $\beta = 35^\circ$, das für die in der zweiten Oberschwingung erregten bei $\beta = 47^\circ$. Um in der Horizontalebene für Strahlen mit einem bestimmten Neigungswinkel $\beta$ eine möglichst scharfe

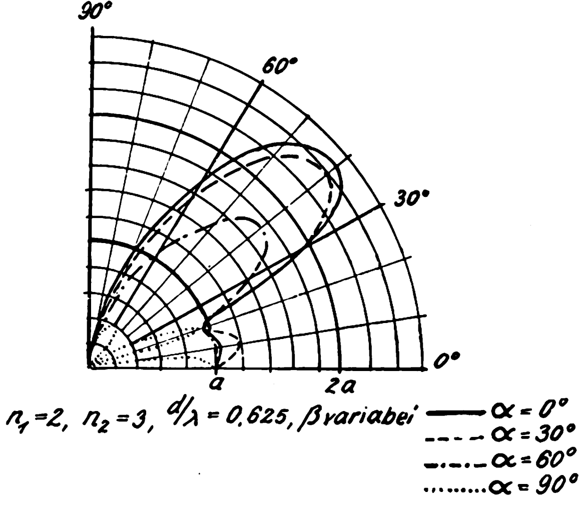



Bild 17.

Bild 17 und 18. Serienstellung zweier Antennen.

Charakteristik zu erhalten, wählt man $d/\lambda$ so, daß für $\beta = 36^\circ\ 52'$

$$\frac{2\pi d}{\lambda}\cos\beta = \pi,\ \text{d. h. } d/\lambda = \frac{1}{2\cos 36^\circ\ 52'} = 0{,}625 \text{ wird.}$$

Bild 17 und 18 zeigen die Charakteristiken in der Vertikal- und Horizontalebene für diese Kombination.

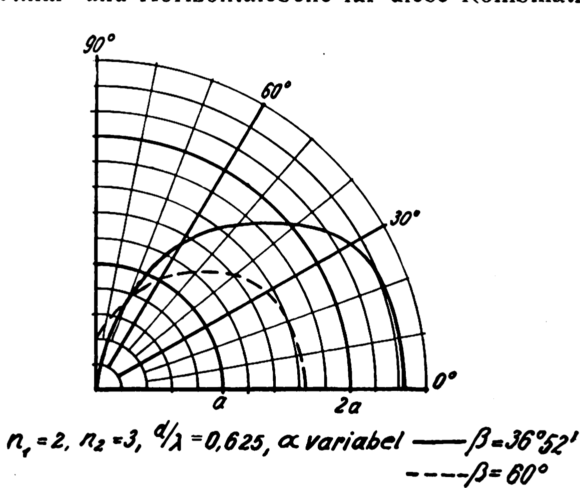



Bild 18.

Die Charakteristiken in der Vertikalebene zeigen Aehnlichkeit mit den entsprechenden für die Kombination zweier Antennen gleicher Charakteristik. In der Horizontalebene erhält man nur für bestimmte Neigungswinkel Nullstellen bei $\alpha = 90^\circ$. Man sieht jedoch schon aus dem Verlauf der Charakteristik, daß im übrigen die Richtschärfe größer ist, als bei der Serienstellung zweier Antennen gleicher Charakteristik mit Ausnahme der Charakteristik für Strahlen mit dem Neigungswinkel $\beta = 0^\circ$, für die diese ein Kreis ist, da die in der ersten Oberschwingung er-

Digitized by Google

regte Antenne für diesen Neigungswinkel keinen Strahlungsanteil liefert.

Man kann diese Kombination deswegen besonders dann mit Vorteil anwenden, wenn man für horizontale Strahlen eine ungerichtete, für geneigte Strahlen dagegen eine gerichtete Charakteristik gleichzeitig mit den gleichen Antennen erzeugen will.

b) Parallelstellung zweier Antennen ohne zusätzliche Kunstphase.

Als allgemeine Formel für diese Kombination erhält man

$$R = r_1(\alpha,\beta,\gamma)\sin\omega t + r_2(\alpha,\beta,\gamma)\sin\left(\omega t + \frac{2\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)$$

In der Vertikalebene $\alpha = 0°$ wird die Charakteristik dieser Kombination $R = r_1 + r_2$. Sie ist also unabhängig vom Verhältnis $d/\lambda$. Nullstellen treten nur auf, wenn $r_1 = r_2$ gleichzeitig verschwinden. In einer

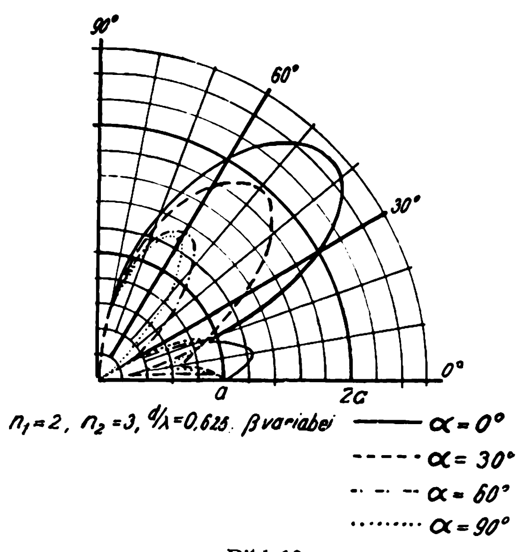



Bild 19.

**Bild 19 und 20. Parallelstellung zweier Antennen.**

der übrigen Vertikalebenen kann außerdem noch eine Nullstelle auftreten, wenn für $r_1 = r_2$ noch

$$\frac{2\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta = \pi \text{ d. h. } d/\lambda = \frac{1}{2\sin\alpha\cos\beta}$$

ist, wobei $\beta$ den Winkel bedeutet, für den $r_1 = r_2$ wird.

Will man diese Nullstelle in der Vertikalebene für $\alpha = 90°$ erzeugen, so muß $d/\lambda = \frac{1}{2\cos\beta}$ werden. Gibt es mehrere Winkel $\beta$, für die $r_1 = r_2$ wird, so wählt man $d/\lambda$ so, daß für den Winkel $\beta$ bei $\alpha = 90°$ eine Nullstelle auftritt, für den bei $\alpha = 0°$ die Amplituden der Charakteristiken der Einzelantennen möglichst groß sind.

Zum Vergleich mit der Serienstellung soll für diesen Fall die Kombination einer in der ersten mit einer in der zweiten Oberschwingung erregten Antenne betrachtet werden. Man hat also zur Erzielung einer günstigen Charakteristik dasselbe $d/\lambda$ wie bei der Serienstellung, nämlich $d/\lambda = \frac{1}{2\cos 36° 52'} = 0.625$.

Die mit dieser Kombination erreichbaren Charakteristiken in der Vertikalebene (Bild 19) zeigen ähnliche Erscheinungen wie bei der Kombination zweier Antennen mit gleicher Charakteristik. Man sieht auch hier die mit wachsendem $\alpha$ eintretende Verschiebung des Maximums nach größeren Neigungswinkeln hin. Die in der Charakteristik der in der zweiten Oberschwingung erregten Antenne vorhandene Nullstelle bei $\beta = 19° 30'$ ist bei dieser Kombination infolge der Einwirkung der anderen Antenne nur als Minimum

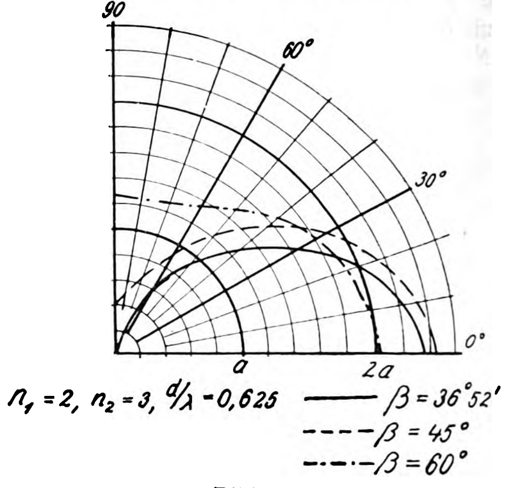



Bild 20.

vorhanden, das mit wachsendem $\alpha$ ausgeprägter wird und sich nach kleineren Neigungswinkeln verschiebt. Der für $\alpha = 90°$ übrigbleibende Strahlungsanteil ist größer als bei der Serienstellung. Die Charakteristiken in der Horizontalebene (Bild 20) sind schärfer als bei der Serienstellung, nur sind dabei die Amplituden für $\alpha = 90°$ mit Ausnahme des Neigungswinkels $\beta = 36° 52'$, für den eine Nullstelle vorhanden ist, durchweg größer als bei der Serienstellung. Ein Vergleich der Richtschärfen in der Horizontalebene für entsprechende Neigungswinkel $\beta$ ist in Tabelle 6 wiedergegeben. In der Vertikalebene ist, wie man aus dem Vergleich der Bilder 19 und 17 erkennt, die Richtschärfe der Serienstellung etwas größer.

Tabelle 6.

| | $\beta = 36° 52'$ | | $= 60°$ | |
|---|---|---|---|---|
| | Serienst. | Parallelst. | Serienst. | Parallelst. |
| $\frac{r_{\alpha=30°}}{r_{\alpha=0}}$ | 0,95 | 0,77 | 0,91 | 0,89 |
| $\frac{r_{\alpha=60°}}{r_{\alpha=0}}$ | 0,54 | 0,23 | 0,59 | 0,67 |

Man erkennt daraus, vor allem für Strahlen mit dem Neigungswinkel $\beta = 36° 52'$, den Vorteil der Parallelstellung gegenüber der Serienstellung. Für Strahlen mit dem Neigungswinkel $\beta = 0°$ bleibt die Charakteristik wie bei der Serienstellung ein Kreis.

**Zusammenfassung des zweiten Teiles.**

Es werden Kombinationen zweier Antennen, die in verschiedenen Oberschwingungen erregt werden, untersucht.

Als spezielle Fälle werden Kombinationen zweier Antennen, die in der zweiten und dritten Oberschwingung erregt werden, mit einem Abstandsverhältnis von $d/\lambda = \frac{1}{2\cos\beta}$ behandelt, wobei der


Digitized by Google

Neigungswinkel $\beta$ so gewählt ist, daß für ihn in der Ebene $\alpha = 90^\circ$ eine Nullstelle auftritt. Parallel- und Serienstellung zeigen dabei die gleichen Unterschiede wie die Kombinationen zweier Antennen mit gleicher Charakteristik. Im Gegensatz hierzu ist auch bei der Serienstellung die Ebene $\alpha = 90^\circ$ keine Nullebene, sondern es treten in dieser Ebene nur mehrere Nullstellen unabhängig vom Abstandsverhältnis $d/\lambda$ auf. Es wird ein Weg zur Berechnung dieser Nullstellen angegeben, auf Grund deren man dann ein zur Erzielung günstiger Charakteristiken geeignetes $d/\lambda$ bestimmen kann. Die Charakteristiken in der Horizontalebene können je nach Wahl der Antennen für bestimmte Neigungswinkel gerichtet, für andere aber ungerichtet sein, was für spezielle Zwecke einen Vorteil dieser Kombinationsart ergeben kann.

### V. Kombinination dreier Antennen.

Die Kombination dreier Antennen gestattet es, in der Horizontalebene eine einseitig gerichtete Charakteristik zu erzeugen*). Es müssen dabei die Amplituden der beiden äußeren Antennen gleich, die der

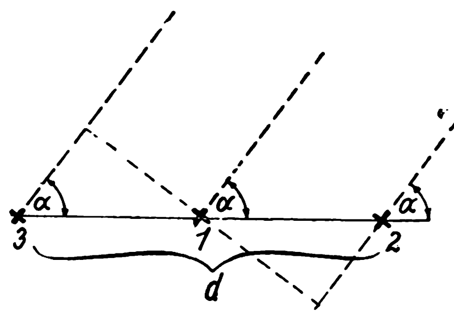



Bild 21.

**Bild 21 bis 23. Kombination dreier Antennen.**

mittleren doppelt so groß sein. Außerdem müssen die beiden äußeren Antennen eine zusätzliche Kunstphase von 180° erhalten, oder anders ausgedrückt, die beiden äußeren Antennen müssen in Bezug auf die mittlere Kunstphasen von + 90° bzw. — 90° erhalten.

Unter dieser Voraussetzung wird nach Bild 21 bei der Kombination von Antennen gleicher Charakteristik $R = 2r \sin \omega t + r \sin\left(\omega t \frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta + \frac{\pi}{2}\right) + r \sin\left(\omega t + \frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta - \frac{\pi}{2}\right)$. Für $\alpha = 180^\circ$ ergibt sich nur eine Nullstelle für $\frac{\pi d}{\lambda} \cos \beta = \frac{\pi}{2}$: Man wird diese Nullstelle zweckmäßig so wählen, daß sie für den Neigungswinkel $\beta$ eintritt, für den bei $\alpha = 0^\circ$ ein Maximum liegt. Man hat also für diesen Fall das Abstandsverhältnis $d/\lambda = \frac{1}{2 \cos \beta_{max}}$ zu wählen.

Diese Kombination soll hier nur speziell für drei Antennen, die in der ersten Oberschwingung erregt werden, untersucht werden. Bild 22 und Tabelle 7 zeigen den Verlauf der Charakteristik in der Vertikalebene für verschiedene $\alpha$, wobei als Abstandsverhältnis $d/\lambda = \frac{1}{2 \cos 35} = 0.61$ gewählt ist, für das das Maximum bei $\alpha = 0^\circ$ das größtmögliche ist. Es liegt im Winkelbereich von $\alpha = 0$ bis $\alpha = 90^\circ$ unter demselben Neigungswinkel $\beta = 35^\circ$ und verschiebt sich mit weiter wachsendem $\alpha$ nach größeren Neigungswinkeln hin. Gleichzeitig wird dabei dieses Maximum mit wachsendem $\alpha$ beständig kleiner.

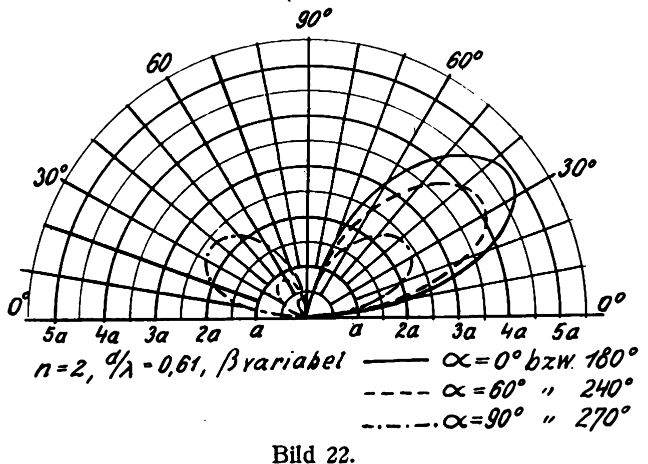



Bild 22.

In dem Winkelbereich von $\alpha = 90^\circ$ bis $\alpha = 180^\circ$ tritt in der Vertikalebene dann eine Nullstelle auf, wenn $\left|\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta\right| = \frac{\pi}{2}$ ist, d. h. unter einem Neigungswinkel, für den $\cos \beta = \left|\frac{\cos \beta_{max}}{\cos \alpha}\right|$ ist und nur unter der Bedingung, daß $|\cos \alpha| \geq |\cos \beta_{max}|$ ist. Es tritt also eine Nullstelle nur in dem Bereich von $\alpha = 145^\circ$ bis $\alpha = 180^\circ$ auf, die sich mit wachsendem $\alpha$ nach größeren Neigungswinkeln verschiebt und für $\alpha = 180^\circ$ bei $\beta_{max}$ liegt. Dieses Verhalten ist deutlich aus der Tabelle 7 zu erkennen.

Tabelle 7.

| $\beta$ | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0° | 0 | | 0,00 | | 0,00 | | 0,00 | |
| 10° | 2,06 | | 2,10 | | 1,92 | | 1,06 | |
| 20° | 3,70 | | 3,76 | | 3,26 | | 1,88 | |
| 30° | 4,62 | | 4,62 | | 4,04 | | 2,32 | |
| 35° | 4,76 | | 4,69 | $\alpha = 30^\circ$ | 4,06 | $\alpha = 60^\circ$ | 2,38 | $\alpha = 90^\circ$ |
| 40° | 4,65 | $\alpha = 0^\circ$ | 4,60 | bzw. 330° | 3,95 | bzw. 300° | 2,35 | bzw. 270° |
| 50° | 4,06 | | 3,96 | | 3,32 | | 2,10 | |
| 60° | 3,00 | | 2,86 | | 2,42 | | 1,64 | |
| 70° | 1,78 | | 1,69 | | 1,44 | | 1,10 | |
| 80° | 0,84 | | 0,70 | | 0,64 | | 0,54 | |
| 90° | 0,00 | | 0,00 | | 0,00 | | 0,00 | |
| 80° | 0,24 | | 0,38 | | 0,44 | | 0,54 | |
| 70° | 0,42 | | 0,51 | | 0,76 | | 1,10 | |
| 60° | 0,28 | | 0,42 | | 0,86 | | 1,64 | |
| 50° | 0,14 | | 0,24 | $\alpha = 210^\circ$ | 0,88 | $\alpha = 240^\circ$ | 2,10 | $\alpha = 270^\circ$ |
| 40° | 0,05 | $\alpha = 180^\circ$ | 0,10 | bzw. 150° | 0,75 | bzw. 120° | 2,35 | bzw. 90° |
| 35° | 0,00 | | 0,07 | | 0,70 | | 2,38 | |
| 30° | 0,02 | | 0,02 | | 0,60 | | 2,32 | |
| 20° | 0,06 | | 0,00 | | 0,50 | | 1,88 | |
| 10° | 0,05 | | 0,02 | | 0,20 | | 1,06 | |
| 0° | 0,00 | | 0,00 | | 0,00 | | 0,00 | |

Die Charakteristik in der Horizontalebene (Bild 23) hat nur für $\beta = 35^\circ$ bei $\alpha = 180^\circ$ eine Nullstelle. Für andere Neigungswinkel bleibt dabei noch ein Strahlungsanteil übrig.

*) A. Esau, ds. Jahrb. 28, S. 4, 1926.

Digitized by Google

**Zusammenfassung des dritten Teiles.**

Von den Kombinationen dreier Antennen erscheint zur Erzielung einer günstigen Charakteristik die am geeignetsten, für die $d/\lambda = \frac{1}{2\cos\beta_{max}}$ wird. Es wird

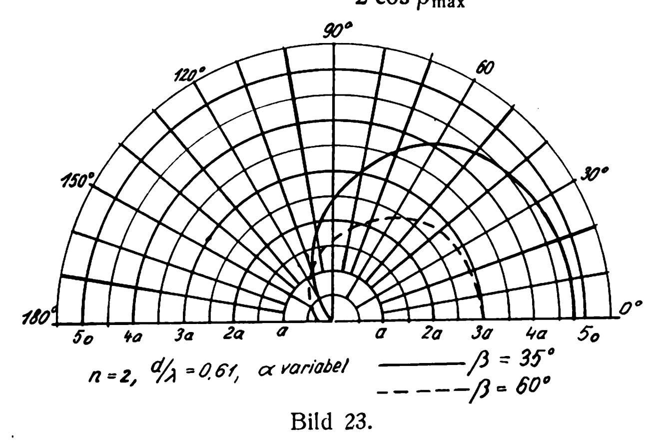



Bild 23.

speziell nur die Kombination für Antennen, die in der ersten Oberschwingung erregt sind, untersucht. Damit erzielt man in der Horizontalebene für den Neigungswinkel $\beta = \beta_{max}$ eine einseitig gerichtete Charakteristik, die für $\alpha = 180°$ eine absolute Nullstelle besitzt, während für andere Neigungswinkel nur ein Minimum auftritt.

**VI. Allgemeine Zusammenfassung.**

Es werden Kombinationen von Antennen untersucht, die in höheren harmonischen Schwingungen erregt sind, und zwar Kombinationen von zwei Antennen mit gleichen oder verschiedenen Charakteristiken in Serien- und Parallelstellung und Kombinationen von drei Antennen mit gleichen Charakteristiken.

Dabei ergibt sich als wesentliches Unterscheidungsmerkmal, daß für die Serienstellung die Charakteristik in der Vertikalebene etwas schärfer ist als für die Parallelstellung, während die Richtschärfe der Parallelstellung in der Horizontalebene bedeutend größer ist als die der Serienstellung.

Die Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Prof. Esau-Jena ausgeführt, dem ich auch an dieser Stelle meinen ergebensten Dank dafür aussprechen möchte.

(Eingegangen am 17. Juni 1929.)

# Bemerkungen zu der Arbeit von H. G. Möller: Berechnung des günstigsten Durchgriffes der Röhren im Widerstandsverstärker.[1)]

Von **Albrecht Forstmann**, Berlin.

Zu der obigen interessanten Arbeit des Herrn H. G. Möller seien mir nachstehende Bemerkungen gestattet.

Die Berechtigung der in obigen Ausführungen gemachten generellen Ansätze erscheint mir sehr zweifelhaft und auch in ihrer praktischen Auswertung nicht einwandfrei, ich verweise nur auf die Vernachlässigung der Streuung des Durchgriffes im unteren Kennlinienknick, die die Rechenergebnisse stark beeinflußt.

Hinsichtlich der Berechnungen sei im einzelnen folgendes bemerkt, wobei die Verhältnisse bei gewöhnlicher Schaltung, die ja vor allem interessieren, zu Grunde gelegt seien.

Wenn Möller hinsichtlich der oberen Grenzfrequenz die Bedingung $S \cdot D|\mathfrak{R}_a| = 1$ aufstellt, so muß man dies konsequenter Weise auch hinsichtlich der unteren Grenzfrequenz tun und würde dann analog die Bedingung $\omega C_{ü} \cdot R_{ü} = 1$ erhalten. Für praktische Zwecke hat es sich als vorteilhaft erwiesen, nicht $R_{ü} = R_a$, sondern $R_{ü} > R_a$ zu machen, was auch theoretisch vorteilhafter erscheint. Die generelle Bestimmung von $C_{ü} = 1000$ cm ist unrichtig. Die Größe von $C_{ü}$ ergibt sich vielmehr für den einzelnen Fall aus den Bedingungen $R_{ü} > R_a$ und $\omega C_{ü} R_{ü} = 1$.

Das Zahlenbeispiel 1 auf Seite 56 scheint praktisch nicht realisierbar, da es nicht möglich ist, bei einer Anodenspannung von $E_a = 100$ Volt einer Gitterspannung von $E_g = -1{,}2$ Volt, einem Anodenwiderstand von $R_a = 600\,000$ Ohm und einem Durchgriff von $D = 0{,}0127$ sowie dem hierdurch bedingten kleinen Arbeitsstrom eine Steilheit von

$$S = \frac{1}{D \cdot |\mathfrak{R}_a|} = \frac{1}{0{,}0127 \cdot 10^5} \approx 0{,}8\ mA/V$$

zu erreichen. Die hierzu erforderliche Emissionskonstante ist praktisch, d. h. für beliebige Kathoden und beliebige Elektrodenanordnung auch in der Größenordnung nicht erreichbar.

Weiterhin ist die Berücksichtigung der Größe der angelegten Gitterwechselspannungen zu vermissen. Sollen nichtlineare Verzerrungen vermieden werden, so ist bei Feststellung des günstigsten Durchgriffes auch die Größe der angelegten Gitterwechselspannung zu berücksichtigen.

Um weiterhin Verzerrungen infolge der Abklingvorgänge des Systems Gitterkondensator-Gitterableitewiderstand, die ein Pendeln des Arbeitspunktes verursachen und hierdurch nichtlineare Verzerrungen bewirken können, zu vermeiden, muß dies Pendeln innerhalb eines Kennliniengebietes erfolgen, für welches $R_i$ praktisch konstant ist (anderenfalls wird $R_i$ amplitudenabhängig). Es hat sich als praktisch herausgestellt, zur Vermeidung solcher Erscheinungen etwa die doppelte maximale Betriebsgitterwechsel-

1) Ds. Ztschr. 34, S. 53—56, 1929, Heft 2.



Digitized by Google

spannung in Ansatz zu bringen. Diese Tatsache läßt auch die Widerstandskoppelung vor einer Endröhre großer Leistung als unzweckmäßig erscheinen, wenn man nicht Verzerrungen bei den unteren Frequenzen zulassen will.

Die Verwendung zu kleiner Durchgriffe und die hierdurch erforderliche Verwendung sehr hoher Anodenwiderstände ist praktisch nicht nur wegen der Isolationsverhältnisse im allgemeinen unvorteilhaft, sondern die erforderlichen hohen Anodenwiderstände lassen sich auch wegen der Anodenrückwirkung der folgenden Röhre, die einen parallel zum Anodenkreis der Vorröhre liegenden Widerstand von der Größe $\frac{1}{j\omega C_{ga} \cdot \mathfrak{W}}$ verursacht, nicht immer aufrechterhalten.

(Eingegangen am 26. September 1929.)

# Erwiderung zu den Bemerkungen des Herrn Forstmann.

Von **H. G. Möller**, Hamburg.

Herr Forstmann bezweifelt die von mir benutzten „generellen Ansätze". Sein Hauptzweifel richtet sich dabei gegen die Verwendung der Formel

$$i_a = J_s e^{\frac{+\varepsilon u_{st}}{KT}} \text{ und } S = \frac{\varepsilon}{KT} i_a$$

für den Anlaufstrom, der im Zahlenbeispiel zur Berechnung der Steilheit von 0,8 mA/V führt, die er für „praktisch auch in der Größenordnung nicht erreichbar" hält. Er bezweifelt damit die Gültigkeit des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für die Glühelektronen. Auch ich hatte diesen Zweifel und ließ daher das Geschwindigkeitsverteilungsgesetz von Herrn Dr. Demski prüfen. Herr Demski fand dieses Gesetz gut bestätigt, wenn man durch Verwendung von fremdgeheizten Kathoden nichtradiale elektrische Felder in der Röhre vermeidet. Da aber auch bei Vorhandensein von nichtradialen Feldern die Steilheit der Größenordnung nach erhalten bleibt, schien es mir in einem Zahlenbeispiel, das lediglich die Anwendung abgeleiteter Formeln erläutern soll, zulässig, das einfache Gesetz einzusetzen.

Wenn natürlich Herr Forstmann Röhren verwendet, deren Steilheit aus irgendwelchen Gründen in dem betrachteten Gebiet kleiner ist, so muß er diese kleinere Steilheit einsetzen und für diese den Durchgriff berechnen. Das Hauptresultat der Arbeit: „die Methode zur Berechnung des günstigsten Durchgriffes" wird durch Einsetzen anderer Zahlenwerte natürlich nicht beeinträchtigt.

Dasselbe gilt für die Wahl der Glühdrahttemperatur. Ich habe im Zahlenbeispiel eine Temperatur von 1000° abs. gewählt, wie sie etwa für Bariummetallkathoden gültig ist. Wer mit Wolframkathoden und einer Temperatur von 2000° arbeitet, wird eine kleinere Steilheit und einen entsprechend höheren Durchgriff erhalten. Auch das ändert nur die Werte des Zahlenbeispieles, nicht die Gültigkeit der Formeln.

Im Anfang seiner Erwiderung wünscht Herr Forstmann, daß ich ein größeres $C_{\ddot{u}}$ einsetzen möchte, damit die tiefen Töne besser übertragen werden. Das kann man machen. Dadurch werden weder die Formeln der Arbeit noch die Zahlenwerte des Zahlenbeispieles geändert.

Ferner wünscht er, daß $R_{\ddot{u}} > R_a$ gewählt werden soll. Da wir beim Aufbau eines mehrstufigen Widerstandsverstärkers mit hohen Gitterableitungswiderständen Schwierigkeiten hatten, habe ich mich der „Vorsicht halber" auf $R_{\ddot{u}} = R_a$ beschränkt. Für $R_{\ddot{u}} > R_a$ würde der günstigste Durchgriff noch etwas kleiner ausfallen, da dann $\frac{\mathfrak{R}_a}{R_a}$ größer wird. Auch durch diesen Vorschlag würden nur die Zahlenwerte des Beispieles, nicht die Theorie beeinflußt.

Die Theorie ist, wie das bei Verstärkerrechnungen üblich ist, für Wechselspannungen aufgestellt, die so klein sind, daß man die Kennlinie innerhalb des von der Wechselspannung überstrichenen Gebietes als geradlinig annehmen kann. Eine Erweiterung der Theorie für große Wechselspannungen, wie sie für Endverstärkerröhren vor einem Lautsprecher in Frage kommen, wäre gewiß sehr interessant. Es wäre zu begrüßen, wenn Herr Forstmann eine Fortführung meiner Arbeit in dieser Richtung lieferte.

Herr Forstmann schlägt in einer brieflichen Mitteilung vor, bei Verwendung größerer Amplituden zu der negativen Gittervorspannung (in meinem Zahlenbeispiel 1,2 Volt) die Maximalamplitude (etwa gleich der doppelten mittleren Amplitude, bei einer vorletzten Röhre z. B. 0,8 Volt) zuzuzählen. Der Vorschlag ist sicher geeignet, um rechnerisch keine zu kleinen Durchgriffe zu erhalten. Der günstigste Durchgriff würde sich dann im Zahlenbeispiel auf etwa 2,5% erhöhen. Die Theorie selbst bleibt auch durch diese Aenderung der Zahlenwerte bestehen.

Schließlich bezweifelt Herr Forstmann, daß die „Scheinkapazität" der nächsten Röhre so klein gehalten werden kann, wie ich angenommen habe. Daß dies schwierig ist, ist mir wohl bewußt. In der Ueberwindung dieser zweifellos großen Schwierigkeit liegt aber gerade die große Bedeutung der Löweschen Mehrfachröhren.

Zusammenfassend ist zu bemerken:

1. Die Bedenken des Herrn Forstmann betreffen nicht die Theorie, sondern lediglich das Zahlenbeispiel.

2. Die Werte des Zahlenbeispieles gelten für „gute" Röhren, welche die aus dem Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetze folgenden Steilheiten erreichen. Arbeitet man mit „schlechten" Röhren, welche diese Steilheit nicht erreichen, so muß man natürlich auch die geringeren Steilheiten dieser Röhren einsetzen, und wird dann die für diese Röhren günstigsten Durchgriffe aus den in der Arbeit angegebenen Formeln erhalten.

(Eingegangen am 30. September 1929.)



## Berichtigung.

In der Arbeit von Wilhelm Janovsky „Frequenzerniedrigung durch Eisenwandler“ (d. Z. S. **34**, S. 81, 1929, Heft 3) gehören auf Seite 85 die ersten 5 Zeilen der linken Spalte zwischen die 5. und 4. Zeile von unten in dieser Spalte. Der Text dieser Spalte lautet somit:

$\mathfrak{P}'_{cIIf}$ kann angenähert die übertragene Leistung berechnet werden: $N \sim f_{II} \cdot C_{II} (\mathfrak{P}'^{2}_{cIIf} - \mathfrak{P}''^{2}_{cIIf})$.

Im Primärkreis kommt zu der freien Schwingung von der Eigenfrequenz $\omega_{If} = \frac{1}{\sqrt{L_I \cdot C_I}}$ noch eine durch den Generator erzwungene $i_{er}, p_{er}$, deren Größe von $\omega_I L_I - \frac{1}{\omega_I C_I}$ und der Maschinenspannung abhängt. Zusammen müssen sie die Anfangs- und Endbedingungen erfüllen:

$$t = t_e: \; i_{or} + i_{If} = -i_e; \quad t = \frac{T_{II}}{2} - T_s; \; i_{er} + i_{If} = +i_a$$

$$p_{cer} + p_{cIf} = p_{cIe}; \qquad p_{cer} + p_{cIf} = -p_{cIa}$$

Im folgenden sollen zwei Fälle von Frequenzerniedrigung auf $f_{II} = f_I/3$ näher untersucht werden.

Für $C_{II} = 5{,}1\,\mu F$, $i_a = +i_{IIa} = -i_{Ia} = 0$
$p_{cIIa} = 170$ Volt; $p_{cIa} = 750$ Volt')

zeigt Bild 4 den Verlauf der Stoßzeitschwingung, Bild 5 die Ermittlung des Strom- und Spannungsverlaufes im Primärkreis und Bild 6 den gesamten Vorgang. Die an den Sekundärkreis abgegebene Leistung beträgt $N \sim 80$ Watt.

---

# Zusammenfassender Bericht.

# Die geoelektrischen Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom.

Von **Wilhelm Geyger.**

### Inhaltsübersicht.



### Einleitung.

Der Gedanke, die Unterschiede der physikalischen Eigenschaften der Gesteine zu benutzen, um ohne langwierige und kostspielige bergmännische Aufschlußarbeiten nutzbare Lagerstätten aufzufinden, hat zur Ausbildung verschiedenartiger geophysikalischer Aufschlußverfahren geführt, welche sich hauptsächlich unterscheiden durch die Wahl der physikalischen Eigenschaften, die der Untersuchung zugrunde gelegt werden. So werden z. B. die Unterschiede der Dichte der Gesteine durch Messung der Aenderung der Schwerkraft (gravimetrische Methode), die Unterschiede ihrer elastischen Eigenschaften mit Hilfe künstlich erzeugter elastischer Bodenwellen (seismische Methode) oder die Unterschiede ihrer magnetischen Eigenschaften durch Beobachtung der Aenderung des erdmagnetischen Feldes (magnetische Methode) messend verfolgt und hieraus Rückschlüsse auf die Beschaffenheit des Untergrundes in den untersuchten Gebieten und auf das Vorhandensein bergbaulich wertvoller Einlagerungen gezogen.

Die als geoelektrische Methoden bezeichneten elektrischen Aufschlußverfahren, welche die Unterschiede des elektrischen Leitvermögens der Gesteine zum Ausgangspunkt der Untersuchung machen und welche besonders im Erzbergbau als Vorbereitung für bergmännische Arbeiten in den letzten Jahren in zunehmendem Maße Anwendung gefunden haben, beruhen darauf, daß die meisten Erze gegenüber dem Nebengestein für den elektrischen Strom eine sehr gute Leitfähigkeit besitzen, anderseits Erdöl, Erdgas, Steinsalz usw. als Nichtleiter des elektrischen Stromes anzusehen sind. Es wird deshalb dem Boden ein elektrischer Strom zugeführt und dessen durch die Leitfähigkeitsunterschiede bewirkte ungleichförmige Verteilung im Boden an der Erdoberfläche oder an zugänglichen Stellen des Untergrundes durch Messungen verfolgt.

Aus verschiedenen, später genannten Gründen ist es zweckmäßig, für derartige Untersuchungen Wechselströme mittlerer Frequenz (z. B. von 500 Hertz) zu verwenden, welche in dem zu untersuchenden Erdreich auf galvanischem oder induktivem Wege erzeugt werden. Im ersten Fall wird der Wechselstrom dem Untergrunde über zwei Elektroden, welche im allgemeinen aus in den Boden eingegrabenen Metallplatten bestehen, zugeführt; im zweiten Fall werden durch eine gegen Erde völlig isolierte, auf oder über dem Boden angeordnete, von einem Wechselstrom durchflossene Leiterschleife im Untergrunde Wechselströme (Wirbelströme) induziert. Die Untersuchung der Stromverteilung im Boden wird entweder in der Weise vorgenommen, daß die Spannungsverteilung an der Erdoberfläche mit Hilfe von Sonden festgestellt wird (Sondenmethode), oder derart, daß das magnetische Feld der im Untergrunde wirksamen Ströme mittels Meßspulen (sog. Induktionsrahmen) ausgemessen wird (Rahmenmethode).

Die neuere Literatur der praktischen Geophysik weist zahlreiche Arbeiten auf, in denen die geoelektrischen Untersuchungsmethoden mit Wechsel-


Digitized by Google

trom ausführlich behandelt werden[1]). Im folgenden oll ein Ueberblick über die theoretischen Grundlagen ieser Methoden und die dabei benutzten Meß- rinzipien gegeben werden.

## Die theoretischen Grundlagen der geoelektrischen Methoden.

Die geoelektrischen Methoden können in zwei auf erschiedenen Grundlagen beruhende Gruppen eineteilt werden: die Potentialmethoden und die elektroagnetischen Verfahren. Bei den Potentialmethoden vird die Potentialverteilung in einem elektrischen 'elde durch Aufnahme von Aequipotentiallinien oder urch Potentialdifferenzmessungen untersucht; bei den lektromagnetischen Verfahren wird Richtung und stärke eines elektromagnetischen Feldes bestimmt.

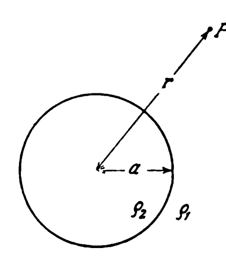



Bild 1.
Erläuterung für die Maxwellsche Gleichung des elektrischen Potentials.

Theorie der Potentialmethoden. Denkt man sich einen Erzkörper als leitende Kugel eingelagert in ein Medium von unendlicher Ausdehnung, das von einem konstanten elektrischen Strom in einer bestimmten Richtung durchflossen wird (Bild 1) und bedeuten

$V_S$ das elektrische Potential im Punkte $P$,
$V_P$ das Potential im Punkte $P$, wenn die Kugel nicht vorhanden wäre,
$\varrho_1$ den spezifischen Widerstand des umgebenden Mediums,
$\varrho_2$ den spezifischen Widerstand der Kugel,
$a$ den Radius der Kugel und
$r$ den Abstand zwischen Punkt $P$ und dem Zentrum der Kugel,

so gilt folgende von Maxwell aufgestellte Gleichung[2]):

$$V_S = V_P - \frac{\varrho_1 - \varrho_2}{2\,\varrho_2 + \varrho_1} \cdot \frac{a^3}{r^3} \cdot V_P. \qquad 1)$$

Die im Punkte $P$ durch die Kugel hervorgerufene Potentialänderung ist also

1. unabhängig von den Größenmassen, da $V_s$ konstant bleibt, solange $a/r$ konstant ist. Hieraus folgt, daß in diesem Falle ein in verkleinertem Maßstab ausgeführter Laboratoriumsversuch (Modellversuch) dasselbe Ergebnis liefert wie die Messung in einem großen, den natürlichen Verhältnissen entsprechenden Maßstabe, wenn nur $\frac{\varrho_1 - \varrho_2}{2\,\varrho_2 + \varrho_1}$ in beiden Fällen denselben Wert hat, d. h. wenn das Verhältnis zwischen dem spezifischen Widerstand der Kugel und dem des umgebenden Mediums dasselbe ist.

2. praktisch unabhängig davon, ob die Kugel im Vergleich zu ihrer Umgebung einen mittelmäßig oder sehr gut leitenden Körper darstellt. Wenn nämlich das Verhältnis $\varrho_1/\varrho_2$ in einem Falle gleich $10^2$, in einem zweiten Falle gleich $10^6$ ist, so wird der Faktor $\frac{\varrho_1 - \varrho_2}{2\,\varrho_2 + \varrho_1}$ gleich 0,493 bzw. gleich 0,500, d. h. der Unterschied der Potentialänderung beträgt nur 1,4%.

3. umgekehrt proportional dem Kubus des Abstandes vom Kugelzentrum, d. h. die Potentialänderung nimmt mit wachsendem Abstande von der Kugel sehr stark ab.

Für eingelagerte Körper von anderen geometrischen Formen können analoge Gleichungen aufgestellt werden. Daher gelten für die Potentialmethoden folgende Regeln, die auch durch Modellversuche und praktische Ergebnisse von Messungen im Gelände bestätigt wurden[3]):

1. Modellversuche ergeben dieselben Resultate wie Messungen im Gelände, wenn die spezifischen Widerstände der bei den Modellversuchen verwendeten Materialien dieselben sind wie bei den Geländemessungen.

2. Man erhält praktisch dieselbe Potentialänderung, d. h. dieselben elektrischen Indikationen, gleichgültig, ob das spezifische Leitvermögen des Erzkörpers hundertmal oder millionenmal so groß ist als der des ihn umgebenden Gesteins. Hieraus folgt einerseits, daß die Potentialmethoden an und für sich sehr empfindlich sind, anderseits aber, daß es bei diesen Methoden nicht möglich ist, aus der Stärke der Indikationen die elektrischen Eigenschaften des Erzkörpers zu beurteilen.

3. Die Stärke der Indikationen nimmt bei zunehmender Entfernung (Tiefe des Erzkörpers) sehr rasch ab.

Die bei den Potentialmethoden ursprünglich allgemein benutzten Elektroden bestehen aus einer größeren Anzahl von Metallplatten, die in einem gegen den Elektrodenabstand kleinen Bereich verteilt angeordnet sind. Da der von derartigen Elektroden eingenommene Raum im Verhältnis zu Elektrodenabstand und Ausdehnung des Untersuchungsgebietes als punktförmig anzusehen ist, so werden solche Elektroden „Punktelektroden" genannt. Demgegenüber besitzen die von Lundberg u. Nathorst[4]) eingeführten sog. „Linienelektroden", die den Zweck haben, eine möglichst gleichmäßige Stromverteilung im Erdboden zu erzielen, eine im Verhältnis zum Elektrodenabstand beträchtliche Ausdehnung. Sie können hergestellt werden durch Eingraben langer blanker Kabel im Boden oder durch eine Reihe untereinander leitend verbundener, längs einer geraden Linie angeordneter Metallstäbe. Im letzteren

[1]) Literatur über geoelektrische Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom: K. Sundberg, H. Lundberg und J. Eklund; „Electrical Prospecting in Sweden", Stockholm 1925. — R. Ambronn, „Methoden der angewandten Geophysik", Verlag von Th. Steinkopff, Dresden 1926. — E. Pautsch, „Methods of Applied Geophysics", Verlag: Gulf Publishing Co., Houston-Texas 1927. — W. Heine, „Elektrische Bodenforschung", Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin 1928. — C. A. Heiland, „Geophysical Methods of Prospecting", Quarterly of the Colorado School of Mines 24, S. 100—163, 1929, Nr. 1. — A. S. Eve und D. A. Keys, „Applied geophysics in the search for minerals." Cambridge University Press, S. 53 bis 148, 1929.

[2]) Vgl. z. B. W. Heine, 1. c., S. 15.

[3]) Vgl. Sundberg, Lundberg und Eklund, 1 c., S. 16.

[4]) D. R. P. Nr. 328835 (4. Dez. 1918).

Digitized by Google

Falle ist es allerdings nötig, darauf zu achten, daß die Uebergangswiderstände bei allen Stäben gleich groß sind, damit eine wirklich gleichmäßige Stromzuführung längs der ganzen Elektrodenlinie stattfindet. Die sog. „Flächenelektroden“[5]) bestehen aus Systemen solcher blanker Kabel, die alle untereinander leitend verbunden, in mehreren Reihen parallel und kreuzweise in den Boden gegraben, eine größere Fläche überdecken, oder auch aus mehreren Reihen in den Boden geschlagener, untereinander in leitender Verbindung stehender Metallstäbe. Diese Anordnung bezweckt, durch Vergrößerung der Berührungsfläche von Elektrode und Erdboden die Stromdichte und damit den Spannungsabfall in der unmittelbaren Nähe der Elektroden, wie auch den Uebergangswiderstand von Elektroden zu Erde möglichst herabzusetzen.

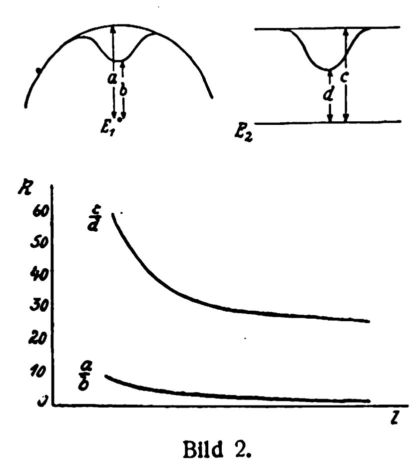



Bild 2.
Zur Sundbergschen Berechnung der Potentialverteilung bei Punktelektroden und Linienelektroden.

Die Frage, ob Linienelektroden oder Punktelektroden günstigere Ergebnisse liefern, ist wiederholt lebhaft erörtert worden[6]). Nach Angabe der schwedischen Geophysiker[7]) soll nicht nur die Formänderung der Aequipotentiallinien bei Linienelektroden augenscheinlicher sein als bei Punktelektroden, sondern die Deformation selbst soll bei sonst gleichen Verhältnissen bei Linienelektroden stärker sein. Sundberg hat die Potentialverteilung für ein Punktelektrodenpaar und ein Linienelektrodenpaar berechnet, und zwar unter der Annahme, daß beide Elektrodenpaare in demselben Abstande über einem unendlich gut leitenden Erzkörper von sehr großer Länge liegen. Die Berechnung wurde so ausgeführt, daß der Quotient zwischen dem Abstand eines Punktes von einem gewissen Potential zur nächsten Elektrode unter den oben genannten Voraussetzungen und im Falle, daß kein Erzkörper vorhanden ist, für mehrere Fälle ermittelt wurde. Ist nach dem aus der erwähnten Arbeit entnommenen Bild 2 dieser Störungsquotient, der ein Maß für die Einbuchtung der Linie angibt, für Punktelektroden a/b, für Linienelektroden c/d, dann zeigen die Kurven, daß dieser Quotient bei Linienelektroden viel größer wird als bei Punktelektroden, d. h. die elektrischen Indikationen werden viel stärker, wenn Linienelektroden verwendet werden. Leider sind die Ansätze für diese Berechnung nicht mitgeteilt.

Es sei hier noch auf einige besondere Arten der Elektrodenanordnung hingewiesen, die in verschiedenen Patentschriften[8]) beschrieben sind. Bei diesen Anordnungen wird jeder Pol der Stromquelle an mindestens zwei oder auch mehr Elektroden angeschlossen, die mit abwechselndem Vorzeichen der Spannung sternförmig bzw. in gleichen Abständen auf einer Linie angeordnet sind. Eine weitere besondere Elektrodenanordnung, die sog. „Zaunelektrode“ oder „Abschirmelektrode“[9]) soll dazu dienen, in Gebieten, in denen bereits bekannte größere Störungskörper vorhanden sind, den Strom von diesen abzuschirmen und dadurch auch ihren Einfluß auf den Verlauf der Aequipotentiallinien zu verringern.

Theorie der elektromagnetischen Methoden. Die in Schweden in den Jahren 1922 bis 1924 ausgearbeiteten elektromagnetischen Verfahren beruhen darauf, daß die Wirkungen der in einem Erzkörper fließenden Wechselströme durch Ausmessung des an der Erdoberfläche wirksamen Wechselfeldes untersucht werden. Diese Verfahren können, entsprechend der Art, wie die Wechselströme in dem Erzkörper erzeugt werden, eingeteilt werden in

1. Methoden, bei denen dem Erzkörper auf galvanischem Wege mittels Elektroden ein Wechselstrom zugeführt wird; in diesem Falle werden unter Umständen noch durch die Stromzuführungsleitungen zu den Elektroden im Untergrunde auf induktivem Wege Wechselströme (Wirbelströme) erzeugt.

2. Methoden, bei denen in dem Erzkörper auf rein induktivem Wege, d. h. mittels einer gegen Erde völlig isolierten, wechselstromdurchflossenen Leiterschleife, Wechselströme (Wirbelströme) induziert werden.

3. Methoden, bei denen der Erzkörper auf kapazitivem Wege, beispielsweise durch vom Boden isolierte offene Schwingungskreise (z. B. Antennen) stromführend gemacht wird. Zu diesen Methoden gehören auch die mit elektrischen Wellen arbeitenden Hochfrequenzverfahren, die vielfach „drahtlose Methoden“ genannt werden.

Die Wirkungen der im Erzkörper erzeugten Wechselströme können untersucht werden

1. durch direkte Messung der Richtung und Stärke des an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche wirksamen Wechselfeldes (unter Berücksichtigung der Phasenverhältnisse),

2. durch Vergleichsmessungen, bei denen die an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche wirksamen Feldstärken unmittelbar miteinander verglichen werden.

Bei galvanischer Stromzufuhr über zwei Elektroden werden die auf Grund der Stromansammlung im Erzkörper an der Erdoberfläche auftretenden charakteristischen Erscheinungen nach der Sonden- bzw. Rahmenmethode untersucht. Werden z. B. zwei Linienelektroden $E_1$, $E_2$ (Bild 3) angewendet, ist ein in der Tiefe $T$ unter der Erdoberfläche gelegener linsenförmiger Erzkörper und bedeuten

5) D. R. P. Nr. 372536 (18. Juni 1921).
6) Vgl. z. B. W. Heine, l. c., S. 37—41.
7) Sundberg, Lundberg und Eklund, l. c., S. 17/18.
8) D. R. P. Nr. 434460 (4. Aug. 1922) und D. R. P. Nr. 435364 (14. Juni 1924).
9) D. R. P. Nr. 392158 (11. Juni 1922).

Digitized by Google

$H_{SP}$ die auf Grund der Stromansammlung im Erzkörper erzeugte Horizontalkomponente des vom Erzkörper im Punkte $P$ erzeugten Sekundärfeldes,

$H_P$ die elektromagnetische Feldstärke im Punkte $P$, wenn der Erzkörper nicht vorhanden wäre,

$l$, $b$, $Z$, $T$ die aus Bild 3 ersichtlichen Abstände,

$\varrho_1$ den spezifischen Widerstand des umgebenden Gesteins und

$\varrho_2$ den spezifischen Widerstand des Erzes,

so gilt annähernd folgende Gleichung[10]):

$$H_{SP} = \frac{2\,b\cdot(\varrho_1 - \varrho_2)}{\pi^2\cdot l\cdot \varrho_2}\, {}^{e}\log \frac{Z\sqrt{l^2+T^2}}{T\sqrt{l^2+Z^2}}\cdot H_P. \qquad 2)$$

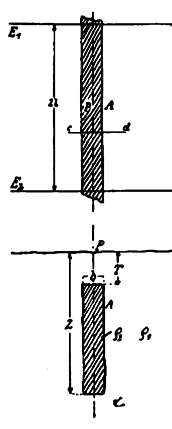


Bild 3.
Erläuterung für die Gleichung des elektromagnetischen Feldes bei galvanischer Stromzuführung.

Abgesehen von den geometrischen Abmessungen ist somit das Verhältnis der spezifischen Widerstände von Gestein und Erz für die Stärke des Sekundärfeldes bestimmend. Eine nähere Diskussion der Gleichung (2) sowie Modellversuche und Geländemessungen ergeben:

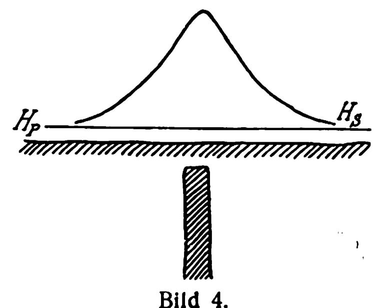



Bild 4.
Berechneter Wert der Feldstärke $H$ über einer Einlagerung von höherer elektrischer Leitfähigkeit.

1. Die Stärke des Sekundärfeldes ist unabhängig vom Maßstab. Deshalb ergeben Modellversuche das gleiche Resultat wie Messungen im Gelände, wenn die spezifischen Widerstände der bei den Modellversuchen verwendeten Materialien dieselben sind wie bei den Geländemessungen.

2. Die Methode ist sehr empfindlich, da auch relativ schlechte Leiter Indikationen ergeben; infolgedessen ist es bei dieser Methode nicht möglich, aus der Stärke der Indikationen auf die elektrischen Eigenschaften der Einlagerung zu schließen.

3. Die Stärke der Indikationen nimmt relativ langsam ab mit zunehmendem Abstand von dem Erzkörper, d. h. wachsender Tiefe des Erzkörpers.

Werden die an verschiedenen Punkten längs der Linie $c$—$d$ (Bild 3) herrschenden Feldstärken $H$ berechnet und hierbei $l = 500$ m, $b = T = 10$ m, $Z = 100$ m, $\varrho_1/\varrho_2 = 1000$ gesetzt, so erhält man die Werte, wie sie Bild 4 zeigt, d. h. man bekommt ein ausgeprägtes Maximum über dem Erzkörper, womit dessen Lage bestimmt ist. Bild 5 zeigt die Horizontalkomponente des Sekundärfeldes über zwei

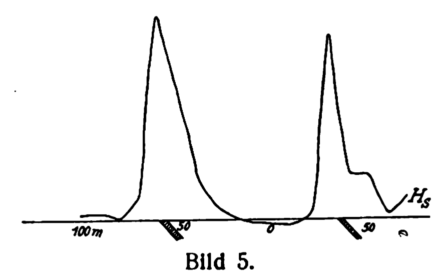



Bild 5.
Wert der Feldstärke $H$, gemessen über zwei parallelen Erzkörpern

parallelen Erzkörpern nach im Gelände ausgeführten Messungen[11]).

Bei den praktischen Messungen im Gelände wird das auf Grund der Stromansammlung im Erzkörper hervorgerufene Sekundärfeld überlagert von zusätzlichen Feldern, die von dem in der Elektrodenleitung

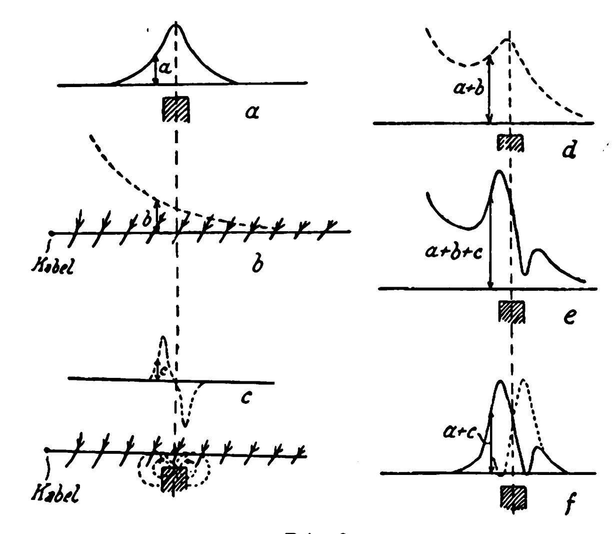



Bild 6.
Verlauf der Horizontalkomponenten der einzelnen Felder (nach H. Lundberg).

fließenden Strome (Leitungsstrom) und von den im Erzkörper induzierten Wirbelströmen erzeugt werden. Den Verlauf der Horizontalkomponenten der einzelnen Felder zeigt das schematische Bild 6, das einer Arbeit von Lundberg[12]) entnommen ist. Hierin bedeuten

$a$ das auf Grund der Stromansammlung im Erzkörper hervorgerufene Sekundärfeld,

$b$ das vom Leitungsstrom in elektrisch homogenem Untergrunde erzeugte Feld (Leitungsfeld),

$c$ das von den Wirbelströmen des Erzkörpers erzeugte Feld (Wirbelstromfeld),

[10]) Sundberg, Lundberg und Eklund, l. c., S. 22/23.

[11]) Sundberg, Lundberg und Eklund, l. c., S. 24.

[12]) H. Lundberg, „Recent Results in Electrical Prospecting for Ore“, Technical Publication Nr. 98 des American Institute of Mining and Metallurgical Engineers, New York 1928, Fig. 5.

Digitized by Google

*d* das aus dem Sekundärfeld *a* und dem Leitungsfeld *b* resultierende Feld,

*e* das bei der geoelektrischen Vermessung tatsächlich gemessene, aus den Feldern *a*, *b* und *c* sich zusammensetzende Gesamtfeld und

*f* das ausschließlich durch den Erzkörper hervorgerufene, aus den Feldern *a* und *c* sich zusammensetzende Gesamtfeld.

Bei induktiver Energieübertragung mittels einer gegen Erde völlig isolierten, auf oder über dem Boden angeordneten, von einem Wechselstrom durchflossenen Leiterschleife kann diese Schleife, der Primärkreis, zusammen mit dem Erzkörper als kurzgeschlossener Transformotor aufgefaßt werden, dessen Sekundärkreis der Erzkörper darstellt. Um die Lage und Form des Erzkörpers festzustellen, wird das von

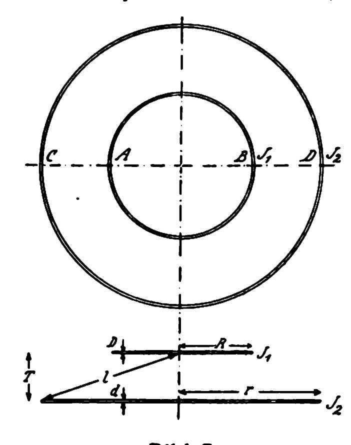



Bild 7.
**Erläuterung für die Gleichung des elektromagnetischen Feldes bei induktiver Energieübertragung.**

den im Erzkörper fließenden Strömen erzeugte elektromagnetische Feld, das Sekundärfeld, an der Erdoberfläche nach der Rahmenmethode ausgemessen. Nimmt man an, daß *AB* (Bild 7) der Primärkreis und *CD* der durch den Erzkörper dargestellte Sekundärkreis ist (beide kreisförmig) und bedeuten

$V_{PA}$ das primäre elektrische Feld in dem beliebigen Punkte *A*, d. h. das durch den im Primärkreis fließenden Strome erzeugte Feld,

$V_{SA}$ das sekundäre Feld im Punkte *A*,

*R*, *r*, *l*, *d* die aus Bild 7 hervorgehenden Bezeichnungen,

$\varrho$ den spezifischen Widerstand des Sekundärkreises (Erzkörpers),

$\nu$ die Frequenz des in der Leiterschleife fließenden Wechselstromes,

*M* die gegenseitige Induktivität zwischen Primär- und Sekundärkreis und

*L* die Induktivität des Sekundärkreises,

so gilt folgende Gleichung[13]):

$$V_{SA} = \frac{R \cdot r^2 \cdot 2\pi \cdot \nu M}{l^3 \sqrt{\frac{64 \varrho^2 r^2}{d^4} + 4\pi^2 \nu^2 L^2}} \cdot V_{PA}. \qquad 3)$$

Für die Stärke des Sekundärfeldes sind also maßgebend die Abmessungen und die gegenseitige Lage von Primär- und Sekundärkreis, die Frequenz, der spezifische Widerstand $\varrho$ und die magnetische Durchlässigkeit $\mu$ des Sekundär- (Erz-) Stromkreises (da *M* und *L* Funktionen von $\mu$ sind).

Aus einer näheren Diskussion der Gleichung (3) geht folgendes hervor:

1. Die Stärke des Sekundärfeldes ist nicht unabhängig vom Maßstab, d. h. die elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Sekundär- (Erz-) Stromkreises müssen mit dem Maßstab in bestimmter Weise verändert werden, wenn man bei verschiedenen Maßstäben dasselbe Sekundärfeld, also dieselbe elektrische Indikation erhalten soll. Man kann beweisen, daß die Gleichung $\varrho = s^2$ besteht, wenn *s* den Maßstab bezeichnet.

2. Die Stärke des Sekundärfeldes ist in hohem Grade von den elektrischen und magnetischen Eigenschaften (*L* und $\varrho$) des Sekundärstromkreises abhängig, d. h. man bekommt verschiedene Indikationen je nach dem Material, aus welchem dieser Stromkreis besteht.

3. Die Stärke des Sekundärfeldes nimmt verhältnismäßig langsam ab mit wachsender Tiefe (*T*) des Erzkörpers.

4. Der spezifische Widerstand und die magnetische Durchlässigkeit einer Einlagerung können bestimmt werden, wenn die Stärke des Sekundärfeldes bei verschiedenen Frequenzen ermittelt wird.

Da für anders geformte Einlagerungen analoge Gleichungen aufgestellt werden können und sich die angeführten Sätze auch bei Modellversuchen und Geländemessungen als richtig erwiesen haben, gelten

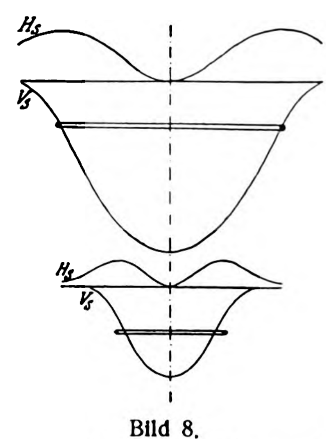



Bild 8.
**Horizontal- und Vertikalkomponente des vom Sekundär- (Erz-) Stromkreis erzeugten Sekundärfeldes für zwei Fälle.**

diese Sätze generell. Was die Möglichkeit betrifft, qualitative Untersuchungen durchzuführen, so ist zu bemerken, daß diese Methoden noch in Entwicklung begriffen sind, daß man aber Resultate von praktischer Bedeutung bei solchen Untersuchungen schon erhalten hat.

Die Lage und Ausdehnung des Erzkörpers kann aus dem Sekundärfeld festgestellt werden, wenn man den Verlauf der Vertikalkomponente $V_S$ und der Horizontalkomponente $H_S$ ermittelt. Bild 8 zeigt den Verlauf von $V_S$ und $H_S$ im vorliegenden Falle, und zwar bei verschiedenen Durchmessern des „Erzkörpers". Da man analoge Sekundärfelder auch bei anders geformten Erzkörpern erhält, können bei induktiver Energieübertragung Lage und Form des Erzkörpers aus dem Sekundärfeld bestimmt werden.

[13]) Sundberg, Lundberg und Eklund, l. c., S. 18—22. Vgl. auch W. Heine, l. c., S. 170.

Digitized by Google

Außerdem kann man, wie bereits erwähnt, in günstigen Fällen aus der Stärke des Sekundärfeldes eine Vorstellung vom elektrischen Leitvermögen und von der magnetischen Durchlässigkeit des Erzkörpers gewinnen.

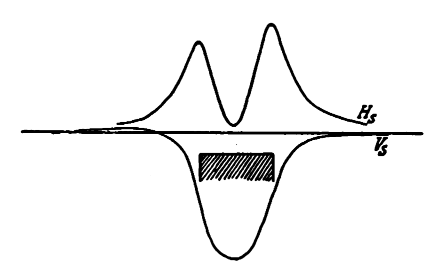



Bild 9.
Elektromagnetisches Sekundärfeld über einem unmagnetischen Erzkörper (Modellversuch).

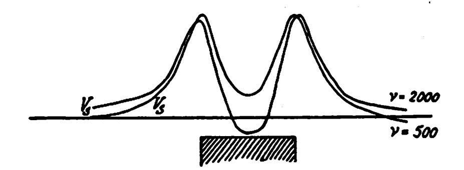



Bild 10.
Elektromagnetisches Sekundärfeld: Vertikalkomponenten bei zwei verschiedenen Frequenzen über einem magnetischen Erzkörper (Modellversuch).

Bild 9 zeigt das Sekundärfeld nach Modellversuchen, Bild 10 die Sekundärfelder (Vertikalkomponenten) bei zwei verschiedenen Frequenzen über einem magnetischen Erzkörper, ebenfalls nach Modellversuchen, und Bild 11 das Sekundärfeld über

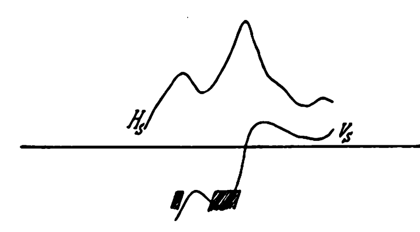



Bild 11.
Elektromagnetisches Sekundärfeld über zwei geneigten Erzkörpern die durch elektromagnetische Untersuchung entdeckt wurden.

zwei geneigten Erzkörpern, die durch elektromagnetische Untersuchung entdeckt wurden. In Bild 12, welches der bereits erwähnten Lundbergschen Arbeit[14]) entnommen ist, ist der Verlauf der Horizontal- und Vertikalkomponente des von den Wirbelströmen des Erzkörpers erzeugten Feldes und der Verlauf des Normalfeldes (für den Fall, daß kein Erzkörper vorhanden ist) schematisch dargestellt.

Was schließlich die Theorie der Kapazitäts- und speziell der drahtlosen Methoden anbelangt, so können die Gleichungen, die Zenneck[15]) für die Fortpflanzung der elektromagnetischen Wellen in verschiedenen Medien aufgestellt hat, direkt angewendet werden. Nach einer von Sundberg erfundenen Methode[16]) wird die Lage des Erzkörpers dadurch bestimmt, daß eine feststehende Senderstation und eine bewegliche Empfangsstation angewendet und hierbei die Stromstärke in der Empfängerantenne gemessen wird. Diese Stromstärke hängt außer vom Abstand von der Senderstation,

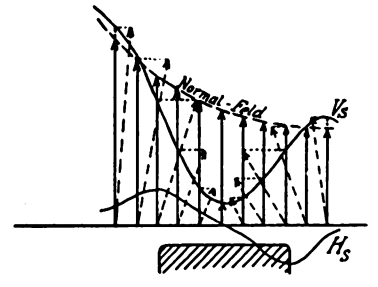



Bild 12.
Verlauf der Horizontal- und Vertikalkomponente des Sekundärfeldes und Verlauf des Normalfeldes (nach H. Lundberg).

vom spezifischen Widerstand des unter der Erdoberfläche liegenden Materials und von der Dielektrizitätskonstante ab. Der Boden hat schon bei geringer der Erdoberfläche herrschenden beträgt. Es ist daher,

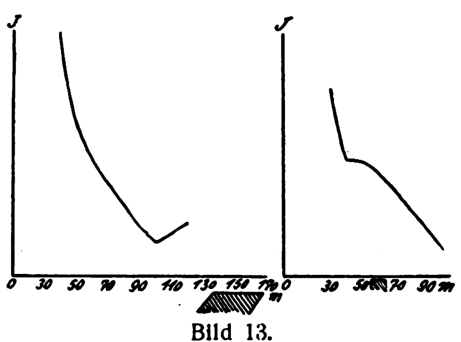



Bild 13.
Wahrnehmung eines Erzkörpers bei Messung der Stromstärke in einer Empfängerantenne bei verschiedenem Abstand von der Senderstation (nach K. Sundberg).

außer in trockenen Gegenden, undenkbar, die Lage von tiefliegenden Erzen mittels elektrischer Wellen, welche von einem Punkte der Erdoberfläche aus gesendet werden, festzustellen.

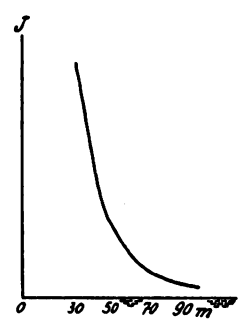



Bild 14.
Gemessene Antennenstromstärke bei Vorhandensein von Wasser, das bei diesen Messungen keine Indikationen gibt (nach K. Sundberg).

Daß oberflächlich liegende Erze mittels solcher drahtloser Messungen auch in nassen Gegenden entdeckt werden können, beweisen Untersuchungen, die Sundberg über bekanntem Erz im mittleren Schweden ausgeführt hat. Bei einer Summe von Feuchtigkeit ein so gutes Leitvermögen, daß kurze elektromagnetische Wellen rasch absorbiert werden, so daß die Energie kurzer Wellen schon bei geringer Tiefe nur noch einen Bruchteil von der an

---

14) H. Lundberg, l. c., Fig. 7a.
15) J. Zenneck, Ann. d. Phys. (4) 23, S. 846, 1907.
16) Sundberg, Lundberg und Eklund, l c., S. 24—26.

Digitized by Google

22 Messungen wurden dabei deutliche Indikationen in 17 Fällen, undeutliche in drei Fällen und gar keine in nur zwei Fällen erzielt. In den letztgenannten Fällen waren die Erze nur auf Grund magnetischer Untersuchungen bekannt. Wie Bild 13 (nach Geländemessungen) zeigt, gaben sich Erze dadurch zu erkennen, daß die Stromstärke in der Empfängerantenne sich vor dem Erz vergrößert und hinter dem Erz verkleinert. Bild 14 zeigt, daß bei diesen Messungen Wasser keine Indikationen gibt, wahrscheinlich weil sich die elektrischen Eigenschaften des Wassers im vorliegenden Falle von denen der Erdbedeckung nur wenig unterscheiden.

Im Vergleich zu den übrigen elektromagnetischen Verfahren sind die drahtlosen Methoden gegenwärtig ohne Bedeutung, doch dürfte sich deren Anwendbarkeit allmählich vergrößern. Diese Methoden sollen hier nicht weiter behandelt werden. Bezüglich der Literatur sei auf die wohl erschöpfende Zusammenstellung bei Ambronn[17]) verwiesen.

(Schluß folgt.)

# Patentschau.

Von Carl Lübben.

### Fremdgesteuerter Sender.

D.R.P. 482448, Klasse $21a^{4}$, Gruppe 15 (Ahemo), Pat. vom 13. Juni 1926, ausgegeben am 14. September 1929.

Bei der in Bild 1 dargestellten Anordnung soll erfindungsgemäß die Leistungsröhre *V* gleichzeitig als Hochfrequenzverstärkerröhre und als Modulationsröhre für die Steuerröhre *G* verwendet werden. Die niederfrequente Kopplung der Röhren erfolgt dabei durch niederfrequente Kopplung der Anodenkreise,

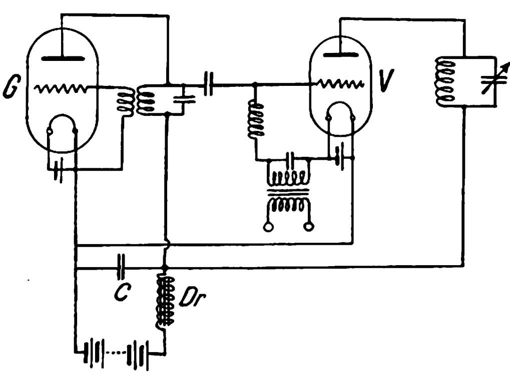



Bild 1.

z. B. durch die Niederfrequenzdrossel *Dr*, die zugleich im Anodenkreis beider Röhren liegt und die für die Hochfrequenz durch den Kondensator *C* überbrückt ist.

Bild 2 zeigt eine Anordnung, bei der umgekehrt

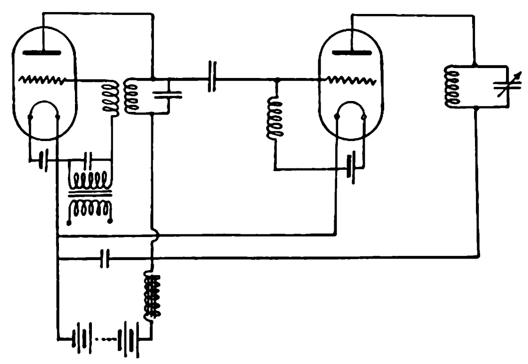


Bild 2.

die Steuerröhre *G* moduliert und gleichzeitig als Modulationsröhre für die gesteuerte Röhre *V* benutzt wird.

### Röhrensender für hohe Leistungen.

Franz. Pat. 652173 (Lorenz, 13. März 1928), Pat. vom 5. März 1929.

Bei Hochleistungs-Röhrensendern werden gewöhnlich sehr hohe Anodenspannungen benötigt, wodurch sich leicht Schwierigkeiten bzgl. der Isolation usw.

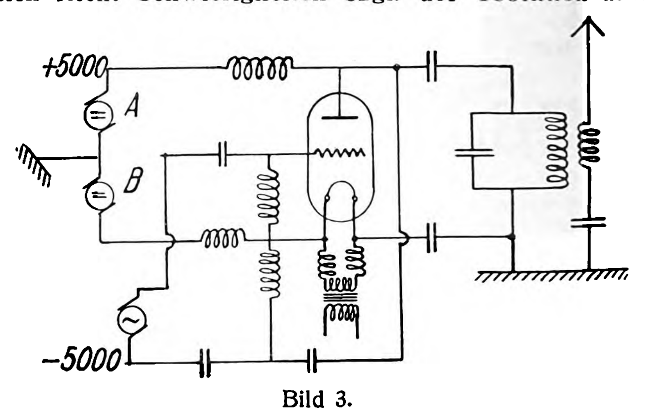



Bild 3.

ergeben. In Bild 3 ist eine Anordnung dargestellt, bei der die Anodenspannung von 10000 Volt durch zwei Generatoren *A* und *B* von je 5000 Volt geliefert wird, die hintereinander geschaltet sind und deren Verbindungspunkt geerdet ist, so daß für jede Maschine nur eine Isolation für 5000 Volt erforderlich ist.

### Piezogesteuerter Röhrensender.

Amerik. Pat. 1722196 (Byrnes, 1. Septbr. 1926), Pat. am 23. Juli 1929.

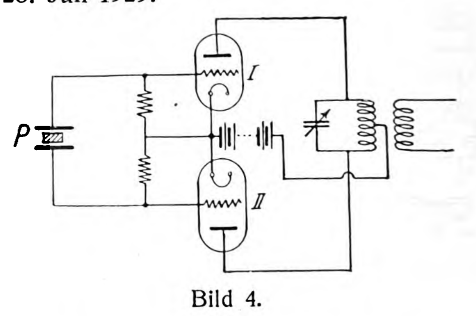



Bild 4.

Das Bild 4 zeigt einen piezogesteuerten Röhrensender mit zwei Röhren *I* und *II*, die im Gegentakt

17) R. Ambronn, l. c., S. 142—150, sowie in dem ausführlichen Literaturverzeichnis des Buches.


Digitized by Google

arbeiten und von dem gemeinsamen Piezokristall *P* gesteuert werden. Der Piezokristall liegt bei dieser Anordnung zwischen beiden Gittern. Der Kapazitätseinfluß des Piezokristalles soll bei dieser Anordnung erheblich geringer sein.

**Piezogesteuerter Röhrensender.**

Brit. Pat. 279 845 (Radiofrequenz, Berlin, 26. Oktober 1926), veröffentlicht am 24. Januar 1929.

Bei der in Bild 5 dargestellten Anordnung soll der zur Schwingungskontrolle dienende Piezokristall *P* zwischen Gitter und einem Spulenpaar $L_1$ und $L_2$ eingeschaltet werden, das im Anodenkreis liegt. Die

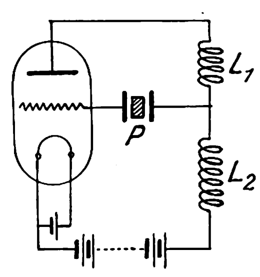



Bild 5.

Schaltung soll den Vorteil haben, daß die Eigenkapazität des Piezokristalles keinen Einfluß auf die Frequenz hat.

**Piezogesteuerter Röhrensender.**

D.R.P. 481 489, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Lorenz), Pat. vom 3. Dezember 1927, ausgegeben am 24. August 1929.

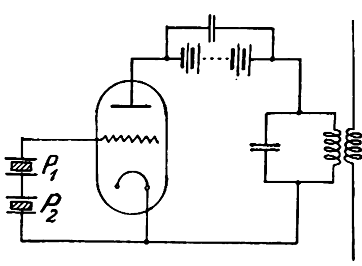



Bild 6.

Bei der Steuerung von Röhrensendern mittels Piezokristallen ist die Höchstleistung des Senders gewöhnlich durch die Grenze der Belastungsfähigkeit des Piezokristalles begrenzt. Um diese zu erhöhen, sollen erfindungsgemäß in den Gitterkreis zwei oder mehrere Piezokristalle $P_1$, $P_2$ usw. hintereinandergeschaltet werden, die gleiche oder annähernd gleiche Eigenfrequenz besitzen.

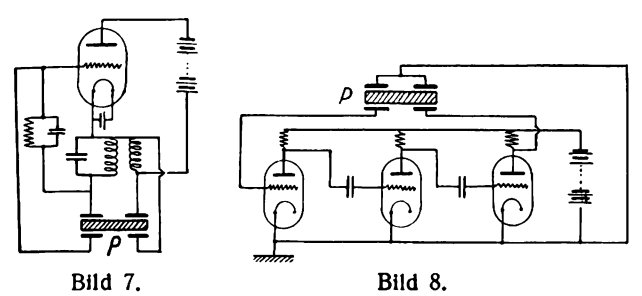



Bild 7. Bild 8.

**Piezoelektrische Wellenkontrolle.**

Amer.Re.Pat. 17 245, 17 246, 17 247 (zu 1 450 246 und 1 472 583), (Cady, 29. Mai 1921), veröffentlicht am 26. März 1929.

Die Patente betreffen einige besondere Kopplungsanordnungen durch Piezokristalle mit mehr als zwei Belegungen. In Bild 7 erfolgt durch den Piezokristall *P* eine Kopplung zwischen Anoden- und Gitterkreis. Das Bild 8 zeigt ein Dreiröhrengerät mit Widerstandskopplung, bei der der Piezokristall *P* zwischen Anode der dritten und Gitter der ersten Röhre eingeschaltet ist.

**Fading-Beseitigung.**

D.R.P. 481 794, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Radio Corp., amer. Prior. vom 15. September 1927), Pat. vom 9. August 1928, ausgegeben am 29. August 1929.

Zur Beseitigung der Schwundwirkung soll die hochfrequente Trägerwelle durch mehrere Hörfrequenzen moduliert werden, die sich voneinander um einen konstanten Betrag, z. B. je 1000 Perioden, unterscheiden. Durch Kombination der Trägerwelle mit einem Seitenband oder der Seitenbänder untereinander kann beim Empfang der Ton 1000 mehrfach auftreten, so daß auch, wenn einzelne Seitenbänder zeitweise geschwächt werden, das Signal nicht durch die Schwundwirkung vernichtet wird.

**Fading-Beseitigung.**

Brit. Pat. 301 326, (Telefunken, 24. November 1927), veröffentlicht am 28. März 1929.

Zur Fadingbeseitigung verwendet man Übertragungssysteme, bei denen zwei Wellen ausgesendet werden, die einen geringen Wellenunterschied besitzen und vor der gleichen Niederfrequenz moduliert sind. Eine zweckmäßige Anordnung für diesen Zweck

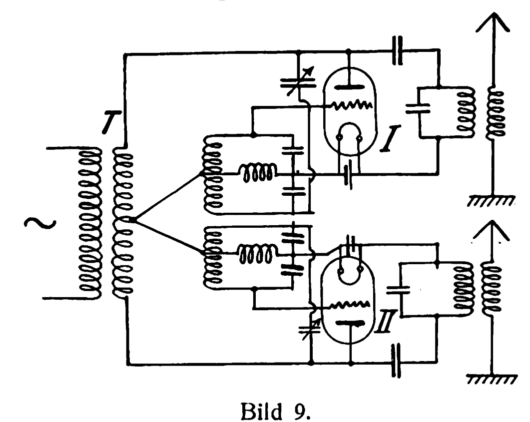



Bild 9.

zeigt Bild 9. Zwei Sender I und II werden mit Anodenwechselstrom über einen Transformator T so gespeist, daß die Spannungen an den Anoden der beiden Senderöhren gegenphasig abwechselnd positiv und negativ sind.

**Antennensystem mit Reflektor.**

Brit. Pat. 307 446, Franz. Pat. 662 802 (Western el. Co. bzw. Mater. Tel. 25. November 1927), veröffentlicht am 7. März 1929 bzw. 12. August 1929).

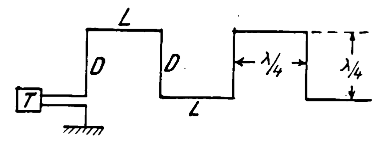



Bild 10.

In Bild 10 und 11 sind zwei sogenannte Zickzackantennen dargestellt, bei denen die strahlenden Drähte *D* durch fortlaufende Energiezufuhrleitungen *L* abwechselnd oben und unten verbunden sind. Bei Bild 10

Digitized by Google

liegt der Empfänger oder Sender am Anfang des ganzen Systems, während bei Bild 11 der Sender oder Empfänger in der Mitte des Systems liegt (vgl. auch Referat in dieser Zeitschrift **30**, S. 38, 1927, Heft 1).

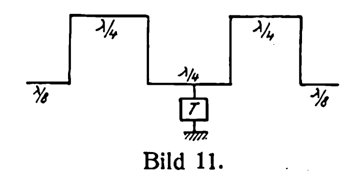


Bild 11.

In Bild 12 ist eine Anordnung dargestellt, bei der ein Antennensystem $A$ und ein Reflektorsystem $R$ derart angeordnet sind, daß sie ein ganzes Vielfaches der

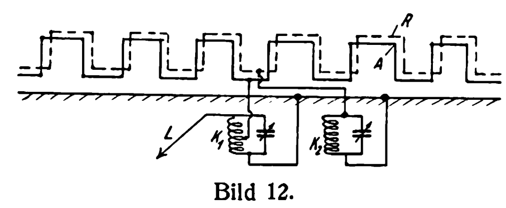


Bild 12.

Viertelwellenlänge voneinander getrennt sind. Beide Systeme sind nach Art des Bild 10 oder 11 ausgebildet und durch Resonanzkreise $K_1$ und $K_2$ geerdet. Mit dem einen Kreis ist die Energieleitung $L$ verbunden.

### Antennensystem.

Brit. Pat. 298 131 (Koomans, Holland, 3. Oktober 1917), veröffentlicht am 28. März 1929).

Bei den in Bild 13 und 14 wiedergegebenen Antennensystemen sollen eine Anzahl Doppelstrahler $a$, $b$ mit einer gemeinsamen Energieleitung $L$ verbunden werden. Um ein phasenrichtiges Arbeiten der im Abstand einer halben Wellenlänge angeordneten

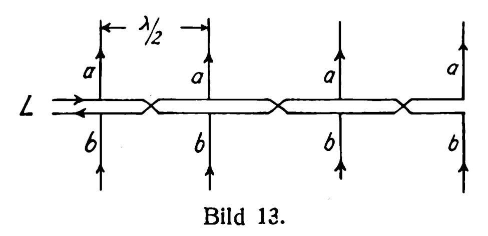


Bild 13.

Strahler zu erzielen, ist die Energiedoppelleitung in Abständen von einer halben Wellenlänge jedesmal gekreuzt.

Das Bild 14 zeigt eine gemeinsame Energieleitung $L$ mit Zweigleitungen $b$, die die Doppelstrahler $d$

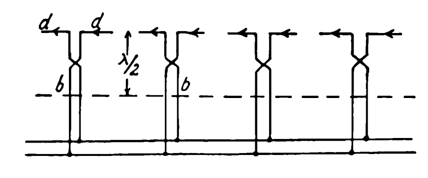


Bild 14.

speisen. Die Zweigleitungen sind in einem Abstand von einer Viertelwellenlänge von den Doppelstrahlern ebenfalls wieder gekreuzt.

### Lang-Antenne.

D.R.P. 483 289, Klasse 21a[4], Gruppe 64 (Marconi, Zusatz zum Patent 427 599), Schweiz. Pat. 129 202, Brit. Prior. vom 8. Oktober 1926, Pat. vom 6. Oktober 1927, ausgegeben am 27. September 1929.

Die Erfindung betrifft eine Verbesserung der Lang-Antenne nach Patent 427 599, bei der die Ausstrahlung von abwechselnden halben Wellenlängen aufgehoben ist. Wenn eine solche Antenne eine im Verhältnis zur

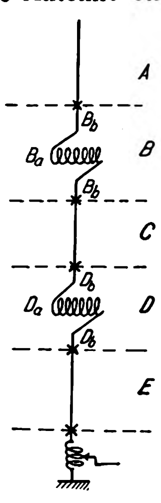


Bild 15.

Wellenlänge große elektrische Länge besitzt, werden die Ströme in den Abschnitten um so kleiner, je weiter sie vom Speisepunkt entfernt sind. Erfindungsgemäß sollen nun die Abschnitte der einen Halbwellen so ausgebildet sein, daß die Strahlung nicht völlig unterdrückt wird, sondern nur wesentlich kleiner ist als die der anderen Abschnitte. Die besten Ergebnisse sind erzielt worden, wenn der Strahlungswiderstand der einen Halbwellenabschnitte $B$, $D$ (Bild 15) ca. 30% der Widerstände der anderen Abschnitte $A$, $C$, $E$ ist. Die Abschnitte $B$ und $D$ bestehen zu diesem Zweck aus einem nichtstrahlenden Teil $B_a$, $D_a$ und Schwanzstücken $B_b$, $D_b$.

### Peileinrichtung.

D.R.P. 481 703, Klasse 21a[4], Gruppe 18 (Dieckmann u. Hell), Pat. vom 21. Januar 1927, ausgegeben am 31. August 1929.

Bei der in Bild 16 wiedergegebenen direkt anzeigenden Peileinrichtung sitzt auf der Achse eines Wechselstromgenerators $G$ eine Kopplungsspule $L_1$,

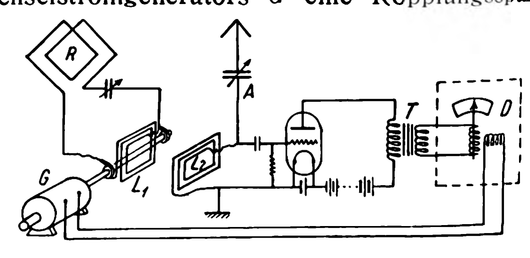


Bild 16.

die mit dem Peilrahmen $R$ verbunden und mit einer zweiten Spule $L_2$ gekoppelt ist, die mit einer Linearantenne $A$ verbunden ist. Die Spule $L_2$ liegt im Gitterkreis eines Audions, dessen Ausgangstransformator $T$ mit dem beweglichen System eines Dynamometers $D$ verbunden ist. Das feste System des Dynamometers wird vom Wechselstromgenerator erregt. Sind Rahmenkreis und Antennenkreis auf die


Digitized by Google

zu peilende Station abgestimmt und steht der Peilrahmen im Empfangsminimum, so wird vom Rahmenkreis keine Empfangsenergie übertragen, so daß auf das Audion nur der gleichbleibende Empfang der Linearantenne wirkt und im Ausgangskreis kein Wechselstrom fließt. Das bewegliche System des Dynamometers bleibt demnach in Ruhe. Wird die Rahmenantenne aus der Minimumstellung herausgedreht, so überlagert sich dem Audion infolge der Drehung der Spule $L_1$ ein Wechselstrom, der das bewegliche System des Dynamometers zum Ausschlag bringt. Der Ausschlag wird um so größer sein, je größer der Winkel des Peilrahmens zur Minimumstellung ist.

Anstelle der Linearantenne kann eine zweite Rahmenantenne verwendet werden.

### Peileinrichtung.

D.R.P. 482 281, Klasse $21a^4$, Gruppe 48 (Dieckmann u. Hell), Pat. vom 5. Februar 1927. Zusatz zum Pat. 481 703, ausgegeben am 11. September 1929.

Bei der Peileinrichtung, wie sie im Hauptpatent 481 703 beschrieben ist, wird ein Hilfsgenerator verwendet, der mit einer rotierenden Spule gekoppelt ist. Die Zusatzerfindung betrifft das gleiche Verfahren

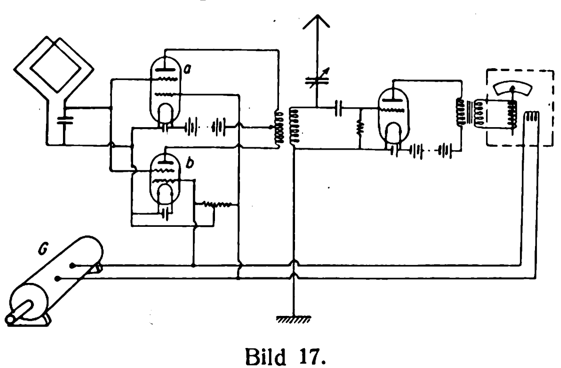



Bild 17.

ohne Verwendung rotierender Teile. Bei der in Bild 17 dargestellten Anordnung sind mit dem Peilrahmen zwei Hochfrequenzverstärker *a*, *b* verbunden, deren Raumladegitter durch den Hilfsgenerator *G* abwechselnd positive und negative Vorspannung erhalten, so daß abwechselnd der Anodenstrom des einen oder anderen Verstärkers gesperrt wird. Dadurch fließt der Anodenstrom in der gemeinsamen Kopplungsspule $L_1$ abwechselnd in verschiedener Richtung, so daß im übrigen Teil der Anordnung die gleiche Wirkung wie beim Hauptpatent erzielt wird.

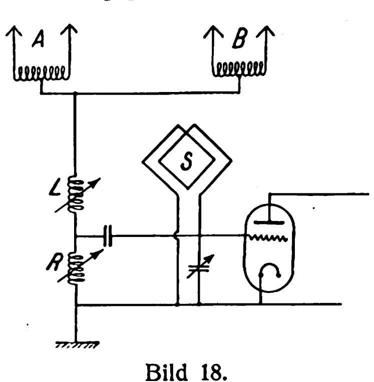



Bild 18.

### Richtungsbestimmung.

Brit. Pat. 307 979 (Preston, Horton, 20. April 1922), veröffentlicht am 11. April 1929.

Die in Bild 18 dargestellte Peileinrichtung besitzt neben dem Peilrahmen *S* ein ungerichtetes Antennensystem *A*, *B*, das über eine Selbstinduktion *L* und einen Widerstand *R* geerdet ist. Der Widerstand *R* liegt im Gitterkreis der Röhre. Bei geeigneter Einstellung von *L* und *R* kann eine scharfe Nulleinstellung für alle Stellungen des Rahmens erzielt werden.

### Hochohmwiderstand.

D.R.P. 482 363, Klasse 21c, Gruppe 1 (Siemens & Halske), Pat. vom 22. März 1928, ausgegeben am 12. September 1929.

Zur Herstellung hochohmiger Widerstände soll erfindungsgemäß auf einen Isolierkörper (Porzellan, Steatit usw.) eine Widerstandsschicht aufgebracht werden, die teilweise aus Zirkon oder Titan besteht und die in erheblich stärkerer Schicht aufgebracht werden kann. Vorzugsweise können flüssige Verbindungen, wie z. B. Titantetrachlorid, verdampft und auf den erhitzten Isolator niedergeschlagen werden. Auch Überzüge aus Titancarbid können hergestellt werden.

### Entladungsröhre.

D.R.P. 482 531, Klasse 21g, Gruppe 12 (Seibt), Pat. vom 30. September 1927, ausgegeben am 16. September 1929.

Um den schnellen Verbrauch der Anoden durch Metallzerstäubung bei Entladungsröhren, z. B. bei Glimmlichtventilröhren mit Edelgasfüllung, zu verhindern, sollen erfindungsgemäß die Elektroden mit Mangan oder einem ähnlichen Stoff durch Tempern angereichert werden.

### Bildübertragung.

D.R.P. 482 798, Klasse $21a^1$, Gruppe 32 (Lorenz), Pat. vom 16. Februar 1928, ausgegeben am 20. September 1929.

Bei Bildübertragung ist es üblich, in den Lichtweg vor der Photozelle eine rotierende Lochscheibe einzuschalten, um das Licht periodisch zu zerhacken, so

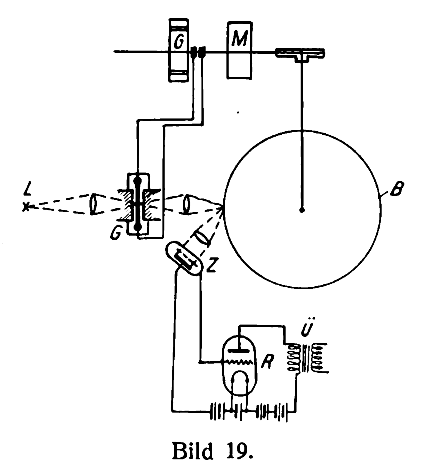



Bild 19.

daß der in der Photozelle entstehende veränderliche Strom in bekannter Weise verstärkt werden kann. Um die erforderlichen hohen Unterbrechungszahlen zu erhalten, sind große Lochscheiben erforderlich.

Erfindungsgemäß soll der Lichtstrahl durch eine elektrische Steuereinrichtung, z. B. ein Saitengalvanometer, Oszillograph usw. periodisch verändert werden.



Eine solche Anordnung zeigt z. B. Bild 19, bei der Bildwalze *B* und ein Hochfrequenzgenerator *G* von dem Motor *M* angetrieben werden. Das von der Lichtquelle *L* ausgehende Licht muß durch den Spalt eines Saitengalvanometers *G* gehen, dessen Faden vom Hochfrequenzgenerator *G* erregt wird. Das von der Bildwalze *B* reflektierte Licht gelangt zur Photozelle *Z*, die mit der Verstärkungseinrichtung *R* verbunden ist.

### Bildzerlegungsvorrichtung.

D.R.P. 482 562, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Seibt), Pat. vom 2. Oktober 1928, ausgegeben am 16. September 1929.

Die Erfindung betrifft eine Bildzerlegungsvorrichtung mit einer rotierenden Scheibe oder Walze, auf deren Peripherie eine Anzahl Spiegel angeordnet sind. Erfindungsgemäß sollen die Spiegel parallel zur Scheibenachse angeordnet sein, während die Achse der Spiegelscheibe so schwenkbar ist, daß die bei der Rotation von jedem Spiegel nacheinander reflektierten Lichtwege eng nebeneinander abgebildet werden.

Bei der in Bild 20 dargestellten Anordnung sind auf der Spiegelwalze *w* eine Anzahl Spiegel *s* angeordnet.

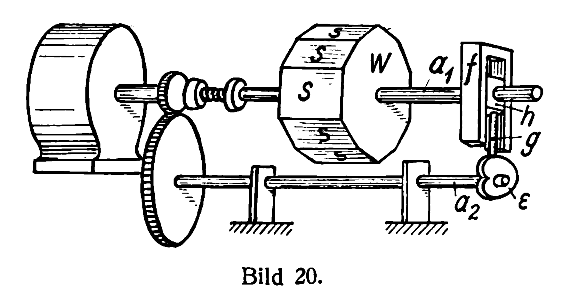



Bild 20.

Die Achse $a_1$ der Spiegelwalze geht durch ein als Schlitten ausgeführtes in einer Längsführung *f* bewegliches Achsenlager *h*, das einen Ansatz *g* besitzt, der auf einer Herzscheibe *e* schleift. Bei jeder Umdrehung der Achse $a_2$ wird die Achse *a* einmal herauf und herunter bewegt.

### Fernsehen.

D.R.P. 482 800, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 5. Mai 1927, ausgegeben am 20. September 1929.

Zur Darstellung von Bildern verwendet man Glimmkathodentableaus, bei denen jedem Bildelement eine Glimmlampe zugeordnet ist. Erfindungsgemäß soll eine Vergrößerung der Lichtstärke bei einer solchen Anordnung durch Nachleuchten der Glimmröhren erzielt werden. Zu diesem Zweck wird an die Glimmlampen eine Vorspannung gelegt, so daß durch die ankommenden Impulse eine Zündung erfolgt und die Glimmlampen auch weiter leuchten, wenn der Steuerimpuls aufgehört hat. Durch besondere Einrichtungen, z. B. Schalter, werden die nachleuchtenden Glimmstrecken vor Eintreffen des neuen Impulses gelöscht. Wird z. B. das Bild senderseitig in der Sekunde 15mal abgetastet, so kann nach $^1/_{15}$ sec der Betriebsstrom für alle Glimmlampen unterbrochen und sofort wieder eingeschaltet werden kurz bevor die neue Abtastung beginnt.

### Reflexionsabtastung für Bildtelegraphie.

D.R.P. 482 842, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 9. Februar 1928, ausgegeben am 21. September 1929.

Wird eine Fläche 1 (Bild 21) im Punkte 2 von einem Lichtkegel getroffen, so tritt an dieser Stelle eine diffuse Reflektion ein. Befindet sich der Punkt 2 im Brennpunkt eines spiegelnden Rotationskörpers, z. B. eines Rotationsellipsoides, so werden die reflektierten diffusen Strahlen im zweiten Brennpunkt *F* gesammelt. Dieser Vorgang soll erfindungsgemäß zur

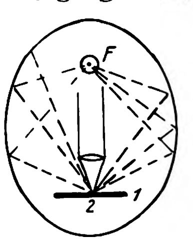



Bild 21.

Abtastung einer Bildfläche verwendet werden. Eine derartige Anordnung ist in Bild 22 wiedergegeben. 1 ist die Oberfläche des abzutastenden Bildes, das z. B. auf einer Bildtrommel aufgespannt ist. Der Brennfleck wird von einer Lichtquelle 15 mit Umlenkprisma 16 und Linse 3 geliefert. Die im Punkte 2 reflektierten Strahlen werden durch den Spiegel *S* auf

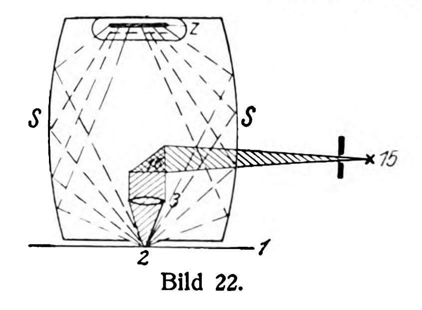



Bild 22.

die Photozelle *Z* geworfen. Da es bisher nicht möglich ist, Photozellen in sehr kleinen Abmessungen herzustellen, wird der Spiegel in der Form eines etwas deformierten Rotationsellipsoides ausgebildet, so daß die vom Spiegel reflektierten Strahlen nicht in einem Punkt gesammelt werden, sondern verteilt auf die Fläche der Photozelle treffen.

### Synchronisierungseinrichtung.

D.R.P. 482 797, Klasse 21a[4], Gruppe 13 (Lorenz), Pat. vom 12. Dezember 1926, ausgegeben am 20. September 1929.

Zur Herstellung des Gleichlaufes zwischen zwei oder mehr rotierenden Vorrichtungen soll die in Bild 23 wiedergegebene Anordnung verwendet werden. Der am Orte *A* durch den Generator $G_1$ erzeugte Synchronisierungswechselstrom wird zur Station *B* geleitet. Dort wird durch einen gleichen Hilfsgenerator $G_2$ ein Hilfswechselstrom erzeugt und beide Ströme überlagert. Durch den Transformator *T* gelangen die überlagerten Ströme zu einem Kommutator *K*, der von der gleichen Maschine angetrieben wird und eine solche Teilung besitzt, daß auf eine Periode des Hilfswechselstromes eine Kommutierung

Digitized by Google

entfällt. Der kommutierte Strom wird an den Bürsten abgenommen und dem Gitterkreis einer Röhre $R$ zugeführt, in dessen Anodenkreis die Wicklung einer Wirbelstrombremse $D$ eingeschaltet ist.

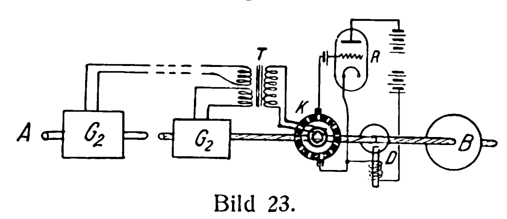



Bild 23.

Nehmen wir an, daß bei Gleichlauf die Amplituden gleich groß und von entgegengesetzter Phase sind, so heben sich beide Ströme auf. Dieser Zustand ist durch die Gerade in Bild 24 b dargestellt. Bei Nacheilung

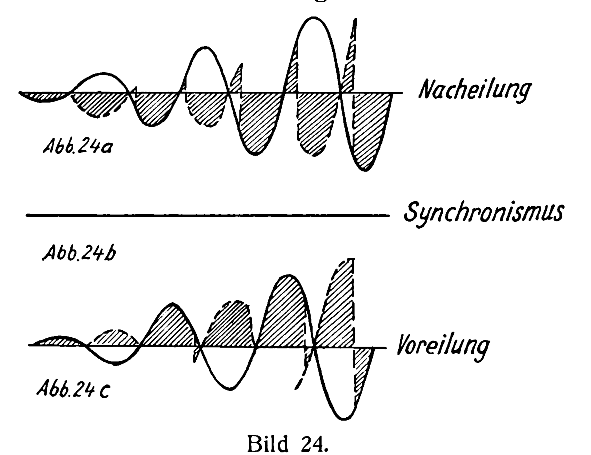



Bild 24.

der Synchronisierungsmaschine $G_1$ ergibt sich die in Bild 24 a dargestellte Schwebungswelle (stark ausgezogen) bei der Überlagerung, so daß durch die Kommutierung die durch Schraffierung hervorgehobenen Ströme im Gitterkreis der Röhre wirksam werden, d. h. diese Ströme sind vorwiegend negativ. Bei Voreilung der Synchronisierungsmaschine ergibt sich die in Bild 24 c dargestellte Schwebung und die kommutierten Ströme sind jetzt vorwiegend positiv. Bei geeigneter Anordnung und Einstellung der Bremse $D$ wird also der Gleichlauf sich automatisch einstellen müssen.

## Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabetag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 480 941 | 21 $a^1$/32 | 1 10. 29 | Bildübertragung |
| 481 210 | 21 $a^2$/36 | 16. 8. 29 | Übertragungssystem mit Phasenausgleich |
| 481 259 | 21 $a^2$/1 | 16. 8. 29 | Lautsprechersystem |
| *481 489 | 21 $a^4$/8 | 24. 8. 29 | Piezogesteuerter Röhrensender |
| 481 490 | 21 $a^4$/47 | 24. 8. 29 | Rahmenantenne |
| *481 703 | 21 $a^4$/48 | 31. 8. 29 | Peileinrichtung |
| *481 794 | 21 $a^4$/9 | 29. 8. 29 | Fading-Beseitigung |
| 481 864 | 21 $d^2$/51 | 30. 8. 29 | Frequenztransformator |
| 482 114 | 21 $a^4$/64 | 6. 9. 29 | Antennenturm |
| 482 134 | 21 $a^4$/9 | 7. 9. 29 | Kurzwellensender |
| *482 281 | 21 $a^4$/48 | 11. 9. 29 | Peileinrichtung |
| 482 294 | 21 c/59 | 12. 9. 29 | Drehzahlregler für Hochfrequenzmaschinen |
| 482 295 | 21 c/64 | 11. 9. 29 | Drehzahlregler für Hochfrequenzmaschinen |
| *482 363 | 21 c/1 | 12. 9. 29 | Hochohmwiderstand |
| *482 418 | 21 $a^4$/15 | 14. 9. 29 | Fremdgesteuerter Sender |
| *482 531 | 21 g/12 | 16. 9. 29 | Entladungsröhre |
| *482 562 | 21 $a^1$/32 | 16. 9. 29 | Bildzerlegungsvorrichtung |
| 482 731 | 21 $a^4$/72 | 19. 9. 29 | Kopfhörer-Mehrfachanschluß |
| 482 717 | 21 g/10 | 19. 9. 29 | Blockkondensator |
| 482 734 | 21 g/13 | 20. 9. 29 | Röhrenkathode |
| *482 797 | 21 $a^1$/13 | 20. 9. 29 | Synchronisierungsvorrichtung |
| *482 798 | 21 $a^1$/32 | 20. 9. 29 | Bildtelegraphie |
| *482 800 | 21 $a^1$/32 | 20. 9. 29 | Fernsehen |
| 482 804 | 21 $a^4$/75 | 20. 9. 29 | Kopfhörer-Empfänger |
| 482 807 | 21 c/59 | 20. 9. 29 | Drehzahlregler für Hochfrequenzmaschinen |
| 482 808 | 21 c/59 | 21. 9. 29 | Drehzahlregler für Hochfrequenzmaschinen |
| *482 842 | 21 $a^1$/32 | 21. 9. 29 | Bildtelegraphie |
| 482 874 | 21 $a^4$/29 | 21. 9. 29 | Automatische Begrenzung der Lautstärke |
| 482 875 | 21 $a^4$/50 | 25. 9. 29 | Störbeseitigung bei Duplexverkehr |
| 482 876 | 21 $a^4$/68 | 21. 9. 29 | Herstellung von Spulen |
| 482 929 | 21 g/11 | 23. 9. 29 | Trockner Gleichrichter |
| 482 960 | 21 $a^4$/69 | 23. 9. 29 | Neutrodyne Empfänger |
| 482 963 | 21 g/10 | 23. 9. 29 | Blockkondensator |
| 483 087 | 21 $a^4$/24 | 25. 9. 29 | Überlagerungsempfang |
| 483 220 | 21 $a^4$/76 | 27. 9. 29 | Batterieschnur mit Anodensicherung |
| *483 289 | 21 $a^4$/64 | 27. 9. 29 | Langantenne |
| 483 290 | 21 $a^4$/75 | 1. 10. 29 | Mehrfachröhre (Löwe) |
| 483 338 | 21 g/31 | 28. 9. 29 | Siebkette |
| 483 413 | 21 $a^4$/59 | 1. 10. 29 | Kondensator in Schnurform |

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

# Referate.

**H. E. Hollmann.** Frequenzrückkopplung. Elektr. Nachr. Techn. **6**, S. 253—264, 1929.

Während die bekannte Energierückkopplung ein Aufschaukeln der Schwingungsamplitude betrifft, läßt sich unter bestimmten Umständen ein Aufschaukeln der Frequenz beobachten, ein Prozeß, der mit der Energierückkopplung verschiedene Analoga aufweist und daher als „Frequenzrückkopplung" bezeichnet wird.

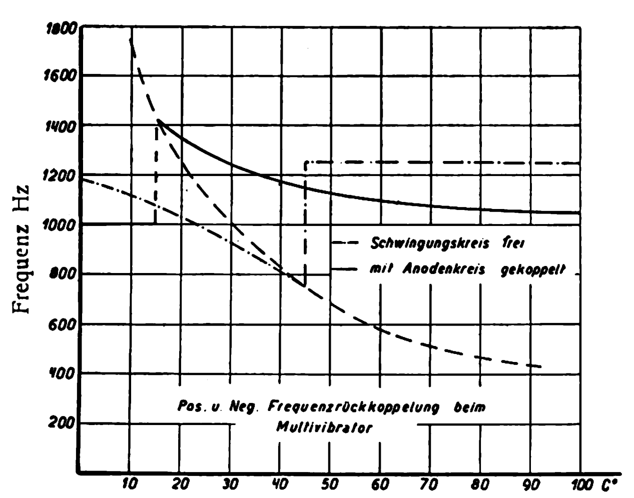
Zunächst werden die Verhältnisse in der Bremsfeldschaltung von Barkhausen und Kurz behandelt, in welcher unter der Einwirkung eines angekoppelten Abstimmsystems Frequenzrückkopplung auftritt, die sich in plötzlichen Frequenzsprüngen bemerkbar macht. Diese haben ihre Ursache darin, daß die zwischen den Röhrenelektroden induzierten Wechselfelder auf die Elektronenbewegung zurückwirken und eine Zunahme der Frequenz herbeiführen, die mit der Resonanz zwischen den freien Elektronenpendelungen und dem Schwingungssystem einen stabilen Zustand erreicht. Die Umkehrung des Abstimmvorgangs ergibt statt der Frequenzsprünge eine stetige Wellenänderung (Vgl. auch den zusammenfassenden Bericht ds. ZS. **33**, S. 27 ff, 1929).

Der Vorgang der Frequenzrückkopplung beruht allgemein darauf, daß ein periodischer Schwingungsprozeß, im vorstehenden Beispiel die Elektronenschwingungen, einer bestimmten Abhängigkeit von den Betriebsverhältnissen, beispielsweise den Spannungen, unterliegen, daß diese Spannungen ihrerseits

Digitized by Google

durch einen angekoppelten Resonanzkreis periodisch beeinflußt werden und auf den ursprünglichen, primären Schwingungsvorgang zurückwirken, womit der Kreislauf der Frequenzrückkopplung geschlossen ist. Der abstimmbare Resonanzkreis übernimmt dabei die Rolle des Rückkoppelkanals.

Ein den ultrafrequenten Elektronenschwingungen der Bremsfeldschaltung analoges Verhalten weisen die Relaxationsschwingungen auf, wie sie z. B. die bekannte Blinkschaltung einer Glimmlampe oder der Multivibrator von Abraham und Bloch erzeugt. Wird in eine solche Relaxationsschaltung in geeigneter Weise ein veränderlicher Schwingungskreis gelegt, so tritt auf ähnliche Weise, wie beim Elektronenoszillator, Frequenzrückkopplung auf, d. h. die Frequenz ändert sich in der einen Abstimmrichtung sprunghaft und geht in der anderen stetig in ihren alten Wert über. Dieser Frequenzverlauf wird im niederfrequenten Tonbereich experimentell nachgewiesen, wobei sich dem Elektronenoszillator entsprechende Kurven ergeben.




Während in der Blinkschaltung die Frequenz mit dem Einsatz der Rückkopplung ansteigt, was als positive Frequenzrückkopplung bezeichnet wird, findet beim Multivibrator eine Abnahme der Frequenz statt: negative Frequenzrückkopplung. Wie bei der Energierückkopplung läßt sich durch Drehen des die Rückkopplung bewirkenden Spannungsvektors um 180 Grad der Sinn der Frequenzrückkopplung umkehren, was durch induktive Ankopplung des Frequenzrückkoppelkanals experimentell zu erreichen ist. Als Beispiel sind in dem Bild zwei im Multivibrator auftretende Frequenzkurven positiver und negativer Frequenzrückkopplung wiedergegeben, die durch „Anziehen" der Rückkopplung, hier durch Verstimmen des Rückkoppelkanals erhalten wurden.

Anschließend wird an einem hydrodynamischen Modell, bestehend aus einem hydraulischen Stoßwidder mit pendelnd aufgehängtem Vorratsgefäß die Gültigkeit des Frequenzrückkoppelprinzips auch im Bereich mechanischer Schwingungen gezeigt.

H. E. Hollmann.

**B. Mazumdar.** Untersuchungen und Messungen an ultrakurzen Wellen. (A study and measurement of ultra short waves.) Indian Journ. of Physics **3**, S. 77—93, 1928.

Die Arbeit umfaßt Theorie und Versuche mit einer Rückkoppelschaltung für kurze Wellen. Für induktive Rückkoppelung wird als kürzeste zu erreichende Welle 15 m angegeben; darunter macht sich die innere Röhrenkapazität störend bemerkbar, so daß kürzere Wellen nur zu erhalten sind, wenn diese zur kapazitiven Rückkoppelung herangezogen wird. In solchen Anordnungen lassen sich mit Empfangsröhren Wellen bis zu 2 m Länge herstellen.

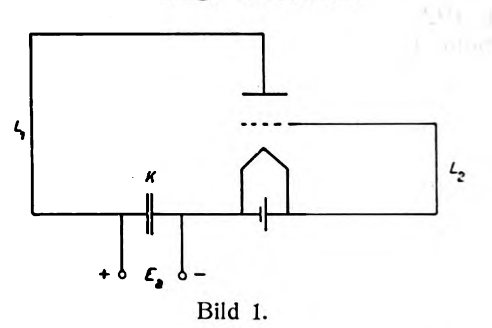



Bild 1.

Um die Wellenlänge weiter zu verringern, legt v. d. Pol (Phil. Mag. **38**, S. 90, 1919), dem Schema des Bildes 1 entsprechend, eine Kapazität $K$ in Reihe mit der inneren Röhrenkapazität. $L_1$ und $L_2$ sind die Induktivitäten des Anoden- und Gitterkreises, die je aus einem 60 cm langen Drahtbügel bestehen. Der Kondensator $K$ wird aus zwei Platten von 10 cm Durchmesser und 1 cm Abstand gebildet. In dieser Anordnung traten Wellen von 2,66 m Länge auf, deren Intensität allerdings zufolge des hohen kapazitiven Widerstands von $K$ sehr gering war.

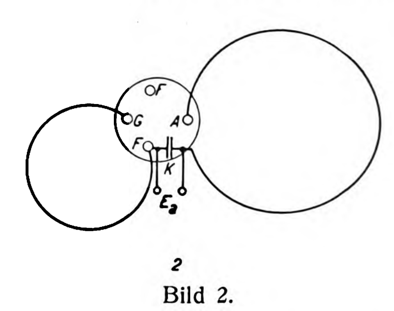



Bild 2.

In der Anordnung des Verfassers wird $K$ durch einen Kondensator von 0,001 $\mu F$ ersetzt, und die Schwingungskreise erhalten die aus Bild 2 ersichtliche Kreisform. Da Kupfer bei den in Frage kommenden Frequenzen seinen Widerstand um etwa das 35 fache erhöht, sind die Induktivitäten aus Manganin gefertigt, das seinen Widerstand angenähert beibehält. Die Schwingungsenergie wird in einer aperiodischen Drahtschleife von 30 cm Länge, welche mit einem Thermogalvanometer in Verbindung steht und mit dem Anodenkreis gekoppelt wird, gemessen.

Die Theorie ergibt als Bedingung für das Einsetzen von Schwingungen die Gleichung:

$$\frac{L_1(\mu L_2 - L_1)}{C(L_1 + L_2)} = (R_1 + R_2) R_p,$$

worin $L_1$ und $L_2$ sowie $R_1$ und $R_2$ die Induktivitäten und Widerstände des Anoden- und Gitterkreises, $C$ die Gitter-Anodekapazität, $R_p$ den entsprechenden inneren Röhrenwiderstand und $\mu$ den Verstärkungsfaktor bedeutet.


Digitized by Google

Die Berechnung der Wellenlänge aus den Dimensionen der Schwingungskreise, wobei die Gitter-Anodenkapazität zusammen mit der Sockel-Kapazität zu 6 cm angenommen wird, ergibt eine gute Uebereinstimmung mit den Meßergebnissen.

Um große Schwingungsenergien zu erzielen, wurden Versuche mit anderen Schaltungen vorgenommen. Die von Englund (Proc. Inst. Radio Eng. **15**, S. 914, 1927. Vgl. auch ds. ZS. **33**, S. 27, 1929) beschriebene Gegentakt-Anordnung ergab indessen nur schwache Schwingungen, während bei Parallelschaltung zweier Röhren eine beträchtliche Zunahme der Schwingungsintensität festzustellen war.

Bei der Anregung linearer Drähte von mehreren Metern Länge zeigte sich folgende bemerkenswerte Erscheinung: Wurde die Intensitätsverteilung auf solchen, vom Sender angeregten Drähten mittels der aperiodischen Schleife aufgenommen, indem dieselbe an der dem Thermogalvanometer gegenüberliegenden Stelle mit dem Draht in Berührung gebracht und an diesem entlanggeführt wurde, so ergaben sich Intensitätsmaxima und -Minima in Abständen von halben Wellenlängen. Dies war jedoch nur dann der Fall, wenn sich der Sender in der Nähe eines freien Drahtendes befand, ohne mit dem Draht weiter gekoppelt zu sein. Bei Ankoppelung des Senders in der Mitte des Drahtes verschwanden die Ausschläge des Thermogalvanometers vollständig und traten erst wieder auf, wenn der Kontaktpunkt der Schleife mit dem Draht aus der Mittellage nach den Anschlußklemmen des Galvanometers zu verschoben wurde.

Aus den scharf ausgeprägten Strommaxima auf Lecherschen Paralleldrähten gegenüber einer nahezu sinusförmigen Stromverteilung auf linearen Drähten schließt Mazumdar auf das Vorhandensein höherer Harmonischer im ersten Fall.

H. E. Hollmann.

**G. L. Beers und W. L. Carlson.** Fortschritte im Bau von Zwischenfrequenzempfängern. (Recent developments in superheterodyne receivers.) Proc. Inst. Radio-Eng. **17**, S. 501—515, 1929.

A. Allgemeines.

Die Verhältnisse, die heute für Rundfunk-Fernempfang vorliegen, stellen an die Empfangsapparatur folgende Forderungen:

1. Der Empfänger muß so empfindlich sein, daß eine Zimmerantenne von wenigen Metern genügt, um eine größere Anzahl ferner Sender gut empfangen zu können.
2. Die Trennschärfe muß der dichten Verteilung der Rundfunksender auf dem Wellenbereich entsprechen, ohne daß dadurch die Bandbreite unzulässig stark reduziert wird.

Diese Forderungen lassen sich in einfacher Weise durch einen Zwischenfrequenz-Empfänger erfüllen.

B. Der HF-Teil des Empfängers.

Da die Möglichkeit besteht, daß mehrere Sender gleichzeitig mit dem Ueberlagerer dieselbe oder ungefähr dieselbe Zwischenfrequenz bilden, so ist eine Eingangsselektion erforderlich, um den Empfänger in dem gewünschten Maße eindeutig zu machen. Der Eingang des Empfängers besteht also zunächst aus einem normalen Hochfrequenzverstärker, dessen Hauptaufgabe die ist, den Empfänger eindeutig zu machen. Hat die Zwischenfrequenz des Empfängers die Frequenz $z$ und der Ueberlagerer die Frequenz $ü$, so bilden die Sender $ü + z$ und $ü - z$ die gleiche Zwischenfrequenz. Um also durch eine Vorselektion den Störsender möglichst stark zu unterdrücken, ist es vorteilhaft, die Zwischenfrequenz hoch zu wählen, während man aus Gründen der besseren Verstärkung lieber eine kleinere Zwischenfrequenz wählen würde. Die Verfasser geben an, daß bei einer Zwischenfrequenz von 180 kHz und einer Vorselektion von zwei Kreisen die Eindeutigkeit des Empfängers praktisch genügt.

Hochfrequenzverstärker werden im allgemeinen so gebaut, daß der abgestimmte Anodenkreis durch wenige Windungen an die Anodenleitung angekoppelt wird. Die Verfasser wählten im Gegensatz hierzu eine Kopplungsspule mit hoher Windungszahl, deren Eigenwelle über der größten Rundfunkwelle liegt. Auf diese Weise wurde auf dem ganzen Wellenbereich nahezu konstante Bandbreite und konstante Verstärkung erzielt. Ein Nachteil dieser Anordnung ist die dämpfende Anodenrückwirkung. Denn die Eigenwelle der Anodenspule liegt ja über den Empfangswellen, wodurch der Anodenkreis kapazitiv belastet wird. Um die dadurch verursachte zusätzliche Dämpfung aufzuheben, wurde eine Art kapazitiv geregelter (fest eingestellter) Rückkopplung angewandt.

C. Der ZF-Teil des Empfängers.

Der für eine Frequenz von 180 kHz gebaute ZF-Teil besteht aus zwei Verstärkerröhren und drei Doppelkreisen. Eine mitgeteilte Resonanzkurve zeigt, daß die Kreise nicht überkoppelt sind. Diese Zwischenfrequenz-Selektionskurve hat bei 50% ihres Maximalwertes eine Breite von 16 kHz, bei 1% ihres Maximalwertes eine Breite von 40 kHz. Die Flankensteilheit ist also sehr groß.

Es wird darauf hingewiesen, daß direkt gekoppelte Kreise zwar eine bessere Bandbreite, aber eine schlechtere Selektion ergeben als über Röhren gekoppelte Kreise.

D. Der NF-Teil des Empfängers.

Die übliche Anordnung des NF-Teiles ist die Verbindung eines Audions mit zweifacher Niederfrequenzverstärkung. Da das Audion aber sehr störungsempfindlich ist, so empfiehlt sich der Uebergang zum Anodengleichrichter, der unmittelbar aufs Endrohr arbeitet. Dies ergibt zwar geringere Lautstärke als bei Verwendung eines Audions mit zwei NF-Stufen. Nach Angabe der Verfasser erhält man dabei jedoch die gleiche Endlautstärke, wenn man statt der fehlenden einen NF-Stufe eine weitere HF-Stufe zusetzt.

E. Automatische Lautstärkenbegrenzung.

Bei der angewandten Begrenzung wird die ans Gitter des NF-Gleichrichters gelangende Spannung gleichzeitig über einen Kondensator an das Gitter einer Steuerröhre gelegt. Der Spannungsabfall an einem im Anodenkreis der Steuerröhre liegenden Widerstand ergibt eine zusätzliche negative Gitterspannung der HF- und ZF-Röhren. Je nach der Vorspannung der Steuerröhre beginnt die Begrenzung bei höheren oder kleineren Amplituden.

P. Hermanspann.


Digitized by Google

**K. W. Jarvis.** Empfänger-Prüfeinrichtung. (Radio receiver testing equipment.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 664—710, 1929.

Empfänger-Prüfeinrichtungen sind nicht nur für Empfänger-Entwicklung, sondern auch für Kontrolle der Fabrikation und zum Vergleich verschiedener Typen erforderlich. Die Meßapparatur hat zwei Forderungen zu erfüllen:

1. Man muß dem Empfänger eine sehr kleine Spannung von wählbarer Amplitude, Frequenz, Modulation und wählbarem Modulationsgrad zuführen können.
2. Die Ausgangsleistung des Empfängers muß hinsichtlich Intensität und Qualität untersucht werden können.

Die Aufgabe 1 wurde hier so gelöst: Man erzeugt eine so kleine Spannung, daß man sie mit einem empfindlichen Röhrenvoltmeter noch gerade messen kann. Durch eine Potentiometeranordnung von bekannten Dimensionen erhält man die erforderliche sehr kleine Eingangsspannung für den zu untersuchenden Empfänger. Eine der größten Schwierigkeiten bei diesen Anordnungen ist die ausreichende Abschirmung aller Teile; denn ungewollte Kopplungen können leicht mehr Spannung an den Empfänger liefern als die eigentliche Spannungsteilung. Diese Schwierigkeit ist deshalb so groß, weil empfindliche Empfänger mit Eingangsspannungen von ca. 1 $\mu$ V untersucht werden müssen. Es wurden mehrfache Panzerungen verwandt, wobei die einzelnen Panzer jeweils nur an einer Stelle leitend miteinander verbunden waren. Auch wurden die Durchführungen von Batterieleitungen möglichst in die Nähe dieser Panzerverbindungen gelegt.

Das Röhrenvoltmeter zur Messung der am Potentiometer liegenden Spannung war ein Anodengleichrichter mit angeschlossenem Gleichstromverstärker. Die Anordnung hatte einen Meßbereich von etwa $10^{-2}$ bis 1 Volt. Um die Anordnung immer wieder auf die gleiche Empfindlichkeit einzustellen, wurde vor der Messung der Heizstrom so einreguliert, daß ein ganz bestimmter Emissionsstrom auftrat, wenn Gitter und Anode miteinander verbunden waren.

Als künstliche Antenne wird die „standard dummy antenna" benutzt, eine Reihenschaltung von 20 $\mu$ H, 25 $\Omega$ und 200 $\mu\mu$ F.

Der Ausgang des Empfängers wird mit einem Ohmschen Widerstand belastet, der dem Innenwiderstand des Ausgangsrohres entspricht. Der niederfrequente Spannungsabfall an diesem Widerstand wird mit einem Röhrenvoltmeter gemessen.

Bei der Messung des „Netzbrumms" wird ein Filter verwandt, das die Frequenzabhängigkeit der meisten Lautsprecher berücksichtigt und somit den „hörbaren Wert" des Störtones zu messen gestattet.

Interessant ist die angegebene Bestimmung des Modulationsgrades:

Legt man nämlich an das Gitter eines Anodengleichrichters eine modulierte *HF*-Spannung, und stellt man immer auf einen bestimmten Anoden-Gleichstrom ein, so läßt sich ein Instrument, das den Wechselstromteil des Anodenstromes mißt, in Modulationsgraden eichen. P. Hermanspann.

**R. L. Smith-Rose.** Apparate für die Hochfrequenztechnik. (Wireless apparatus). Journ. Scient. Instr. **6**, 63—65, 1929.

Der Verfasser beschreibt einige Hochfrequenzapparate, die auf der von der Physikalischen und Optischen Gesellschaft am 8. bis 10. Januar im Imperial College, South Kensington veranstalteten 19. Jahresausstellung zu sehen waren.

Von der Firma Cambridge Instrument Co. wurde ein von E. B. Moullin konstruiertes Hochfrequenz-Amperemeter gezeigt, bei dem nach Eichung mit Gleichstrom die Korrektion für Hochfrequenzströme berechenbar ist. Das Instrument ist seinem Prinzip nach eine Stromwaage, bei der die zwischen zwei vom Wechselstrom durchflossenen Zylindern wirkende Kraft gemessen wird. Das Instrument wird in einer Ansicht und zwei Querschnitten gezeigt, denen aber wissenwerte Einzelheiten leider nicht entnommen werden können. Die Höchststromstärke beträgt 10 Ampere bei einem Verbrauch von weniger als 1 Watt, die berechnete Korrektion für $3 \cdot 10^7$ Hz beträgt 6%.

Ein für Laboratoriumszwecke brauchbarer Tonsender wird durch Kombination zweier Hochfrequenzsender nach der Überlagerungsmethode mit einem bequem veränderlichen Frequenzbereich von 10 bis 10000 Hz erhalten. Tonsender dieser Art werden von D. W. Dye und T. J. Jones vom National Physical Laboratory und von der General Electric Co. vorgeführt. Letztere zeigt die Anwendung des Tonsenders auf die Untersuchung des Lautsprechers.

Die Firma Ferranti, Ltd., stellte Strommesser für Hochfrequenzströme aus, die eine Kombination von Gleichstrommessern mit Vacuum-Thermoelement der Firma Elliott Brothers darstellen. Die Instrumente werden mit verschiedenen Meßbereichen von 25 Milliampere an aufwärts hergestellt. Die Cambridge Instrument Co. zeigte Moullin's Thermionic Voltmeter für Spannungen von 2 bis 240 Volt. R. M. Wilmotte von National Physical Laboratory zeigte Apparate zur schnellen Messung der Kapazität und des Verlustwinkels variabler Kondensatoren.

F. M. Colebrook von National Physikal Laboratory stellte einen Empfänger zur Aufnahme von Zeitsignalen aus. Der Empfänger besteht aus vier Einzelabteilungen, sein Wellenlängenbereich reicht von 1500 bis 20000 m, die Empfindlichkeit ist noch hinreichend zur Übertragung von Zeitsignalen, die von 4000 Meilen entfernten Stationen kommen, auf ein Relais.

Die Radio Communication Co. zeigt einen Peiler für Schiffe, der einen einzigen drehbaren Rahmen besitzt und den Wellenbereich von 550 bis 1100 m umfaßt. Korrektion der Fehlweisung erfolgt nach Eichung des Empfängers automatisch. Zwei Figuren erläutern die Anordnung näher. R. L. Smith-Rose vom N. P. L. stellt einen tragbaren Peiler ähnlicher Konstruktion aus, der in einem Wellenbereich von 40 bis 2000 m bis auf mehrere 100 Meilen arbeitet. Die Genauigkeit beträgt unter günstigen Bedingungen 1°. A. Scheibe.

**Shogo Namba und Sadao Matsumura.** Allgemeine Eigenschaften von piezoelektrischem Quarz und die Eignung des Quarzoszillators als Frequenznormal.


Digitized by Google

Ɔeneral properties of a piezo-electric quartz and the alue of a quartz oscillator as a frequency standard.) ʀes. Electrot. Laborat. Tokyo. Nr. *248*, 45 S., *1929*.

Die Verfasser benutzen zu ihren Untersuchungen )uarzplatten, die in zweierlei Orientierung zur elekrischen Achse des Quarzes aus dem Kristall heraus;eschnitten sind: Type A (s. a. Bild 2a), die elekrische Achse (X-Achse) steht senkrecht auf der ;rößten Plattenfläche, die Seiten der Plattenfläche /erlaufen parallel zur optischen *(Z)* und neutralen \chse *(Y)*; Type B, die neutrale Achse steht senk·echt auf der größten Plattenfläche, die Seiten der ᷾läche verlaufen parallel der optischen und elekrischen Achse.

Kapitel I. Die Verfasser beschreiben etwas näher lie bereits bekannten verschiedenen Arten von ᵓlattenschwingungen, die bei der Verwendung der Quarzplatte als Piezooszillator erregt werden können. 3ei jeder Platte treten mindestens zwei Grundschwingungen auf, die als longitudinale Plattenschwingungen in Richtung der elektrischen Achse bzw. der neutralen Achse zu erkennen sind. Da diese Longitudinalschwingungen mit Verzerrungen des Plattenquerschnittes verbunden sind, so stimmen die für beide Schwingungen aufgestellten Formeln zur Berechnung der Frequenz aus der Plattendimension nicht miteinander überein, während sie nach der Theorie identisch gleich sein müßten. Ferner kann

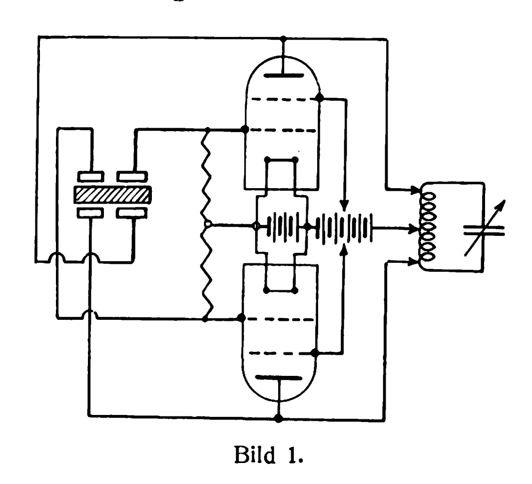


Bild 1.

noch eine dritte Grundschwingung erregt werden, wenn die Platte kreisförmig oder nahezu quadratisch ist, diese „Mid-Frequenz" verschwindet, wenn die Plattendimension in Richtung der elektrischen oder optischen Achse sehr groß ist.

Die Verfasser beschäftigen sich weiter mit den Nebenschwingungen, die besonders bei der Erregung der Quarzplatte zu Longitudinalschwingungen in Richtung der Plattendicke (X-Richtung) bei sehr dünnen Platten auftreten, wenn also die Frequenz dieser Longitudinalschwingungen sehr groß ist (kurze Wellen). Diese Nebenschwingungen sind fast von der Frequenz der eigentlichen Hauptschwingung, ihre Intensitäten sind jedoch viel kleiner. Der Piezogenerator erzeugt in einem solchen Fall Hochfrequenzschwingungen, die mit dem Differenzton der sehr benachbarten Frequenzen moduliert sind. Verursacht wird das Auftreten der Nebenschwingungen durch Ungenauigkeit in der Orientierung der Platten zu den Kristallachsen und mangelnder Parallelität der Flächen. Oszillogramme zeigen die modulierte Form solcher Piezoschwingungen, durch Aenderung des Abstandes der Elektroden von der Quarzoberfläche wurden die Nebenschwingungen zum Verschwinden gebracht und die rein sinusförmige Grundschwingung wieder hergestellt.

Verschiedene Schaltungen von Piezooszillatoren mit Vierelektrodenröhren werden angegeben. Eine besondere Schaltung zur Erregung von Transversalschwingungen unter Verwendung von zwei Vierelektrodenröhren ist in Bild 1 gezeichnet. Die Anregung der ersten Oberschwingung der Type A, von Biegungsschwingungen und von Longitudinalschwingungen der Plattentype B mittels der Streufelder wird ebenfalls besprochen.

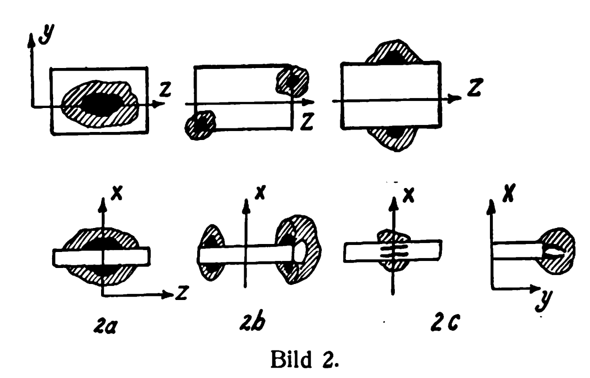



Bild 2.

Kapitel II. Die Verteilung der elastischen Kräfte an solchen schwingenden Quarzplatten wird mit Lycopodiumsamen und besonders mit der Leuchtmethode von G i e b e und S c h e i b e untersucht. Die Quarzplatten werden hierbei als Resonatoren erregt. Bild 2 zeigt schematische Zeichnungen der Leuchterscheinungen, die bei Erregung der Platte in ihren drei Grundschwingungen auftreten: Bild 2a Longitudinalschwingung in Richtung der neutralen Achse des Kristalles (Y-Achse); Bild 2c Schwingung in Richtung der elektrischen Achse (X-Achse, Dickenschwingung); Bild 2b Longitudinalschwingung „Mid-Frequenz".

Kapitel III. Die Verfasser besprechen die Abhängigkeit der Frequenz des Quarzoszillators von der Temperatur, dem Elektrodenabstand und den elektrischen Daten des mit der Anode verbundenen Schwingungskreises. Bei der Bestimmung des Temperaturkoeffizienten der Frequenz wurde dafür gesorgt, daß Fälschungen des Wertes durch gleichzeitige Abstandsänderungen der oberen Elektrode vom Quarz vermieden wurden. Die Frequenzänderungen wurden

T a b e l l e 1.

| Erregung | mittlerer Temperaturkoeffizient |
|---|---|
| Schwingung in Richtung der elektrischen Achse | —0,002 bis —0,004% |
| Schwingung in Richtung der neutralen Achse | —0,005 bis —0,007% |
| Schwingung: „Mid-Frequenz" | —0,004 bis —0,007% |

in einem Temperaturintervall von 0 Grad C bis zum Umwandlungspunkt von 570 Grad C gemessen. Es ergab sich, daß bei den Quarzplatten der Type A die Frequenz mit zunehmender Temperatur immer


Digitized by Google

stärker kleiner wird, daß hingegen bei den B-Quarzplatten die Frequenz sprungweise größer wird. Für die drei Grundschwingungen der A-Type ergeben sich innerhalb von 15—30 Grad C die in Tabelle 1 mitgeteilten Temperaturkoeffizienten der Frequenz.

An Kurven wird der Frequenzeinfluß des Abstandes der oberen Elektrode von der Quarzplatte gezeigt und die Aenderung der Dämpfung durch übergelagerte, stehende Schallwellen dargestellt. Die Verfasser finden für den Frequenzeinfluß des Elektrodenabstandes die in Tabelle 2 angegebenen Werte.

Tabelle 2.

| Plattentype | Schwingungen | Mittlere Frequenzänderung pro 0,1 mm Elektrodenabstand |
|---|---|---|
| A | In Richtung der elektr. Achse | 0,016% |
| | In Richtung der neutralen Achse | 0,016% bis 0,022% |
| | „Mid-Frequenz" | 0,013% bis 0,025% |
| B | In Richtung der elektr. Achse | 0,045% |

Bei der B-Type ist die Frequenzänderung also bedeutend größer als bei der A-Type, als Besonderheit ist hierbei zu erwähnen, daß diese Frequenzänderung in einem sehr schwachen Abstandsbereich in der Nähe von 0 mm Abstand anfänglich negativ ist.

Einige weitere Kurven zeigen die Frequenzänderungen des Oszillators in Abhängigkeit vom Heizstrom, von der Anodenspannung und von der Kapazität des Schwingungskreiskondensators, die im allgemeinen gering sind. A. Scheibe.

**J. R. Martin.** Eisenverluste in hochfrequenten magnetischen Wechselfeldern. (Magnetic losses of iron in high frequency alternating current fields.) Phys. Rev. **33**, 621—624, 1929.

In der Einleitung weist der Verfasser darauf hin, daß die bisherigen Messungen über die Hochfrequenzverluste in Eisen ganz widersprechende Resultate geliefert haben, insbesondere bezüglich der Abhängigkeit der Verluste von der Frequenz. Die Methode des Verfassers ist die bekannte Substitutionsmethode. Die Spule mit dem zu untersuchenden Eisenkern wurde in einen Schwingungskreis gesetzt, auf den ein Generator induziert. Man stellt den Schwingungskreis in Resonanz mit dem Generator einmal, wenn sich die Spule mit dem zu untersuchenden Eisenkern im Schwingungskreis befindet, und dann, wenn das Eisen entfernt und ein von der Frequenz unabhängiger Widerstand eingeschaltet ist. Im letzteren Falle regelt man diesen Widerstand so, daß der Strom im Schwingungskreis denselben Wert wie im ersten Fall besitzt. Der dafür nötige Wert des Widerstandes ist der äquivalente Widerstand der Eisenverluste. Die Versuche wurden mit Frequenzen zwischen 5,20 und $9{,}86 \cdot 10^5$/sec gemacht und mit Drähten aus Eisen mit geringem C-Gehalt von 4 cm Länge und Querschnitten von 0,066, 0,95 und 6,30 $mm^2$.

Die Ergebnisse entsprechen dem, was man von vornherein erwartet: Bei den dünnsten Drähten nahm der äquivalente Widerstand mit der Frequenz besonders stark, bei den mittleren Drähten nur sehr wenig zu und bei den dicksten infolge des magnetischen Skin-Effektes ab.

J. Zenneck.

**A. Demski.** Die experimentelle Prüfung des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für Elektronen, die aus einer Glühkathode austreten. Phys. Z. **30**, S. 291—314, 1929.

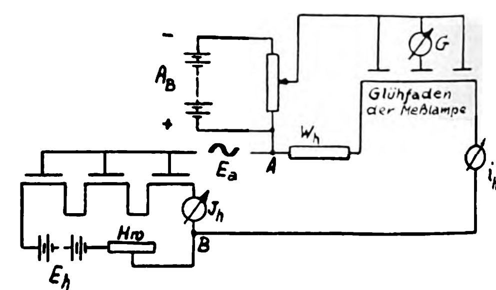
Die Temperatur einer Kathode läßt sich bekanntlich aus der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen bestimmen, indem man mit entgegengeschaltetem Anodenpotential $V$ die sog. Anlaufstromkennlinie

$$\ln J = f(V)$$

aufnimmt, aus deren Neigung sich nach Schottky die „elektrisch" gemessene Temperatur

$$T_e = k \frac{dV}{d \ln J}$$

ergibt. Da die bisherigen Arbeiten im allgemeinen nicht sehr gute Übereinstimmung der so ermittelten Temperaturwerte mit den pyrometrisch gemessenen ergaben, hat der Verfasser der vorliegenden Arbeit es unternommen, alle möglichen Fehlerquellen der Methode theoretisch und experimentell zu untersuchen und zu eliminieren: Spannungsabfall am Glühdraht, Inhomogenität der Erhitzung (Abkühlenden), magnetisches und elektrisches Feld des Heizstromes. Die Beseitigung dieses letzten Störeffektes (Messung der Emission bei kurzzeitig abgeschalteter Heizung) bot die meisten Schwierigkeiten, da mechanische rotierende Umschalter (Bayer) störende Hochfrequenzschwingungen erzeugen. Recht brauchbare Übereinstimmung der elektrisch und pyrometrisch gemessenen Temperatur wurde mit einer Wechselstromunterbrecher - Schaltung erzielt, deren Prinzipbild daher wiedergegeben sei:




Die gleichgerichtete, sehr steil ansteigende Wechselspannung $E_a$ dient hierbei zur Heizung des Meßfadens. Durch einen sehr hohen Widerstand $W_h$ im Heizkreis an der angegebenen Stelle wird bewirkt, daß durch den Spannungsabfall $i_h \cdot W_h$ in den Heizmomenten die Gegenspannung an den Meßanoden rasch so stark negativ gemacht wird, daß nur in den Heizpausen Elektronen nach Maßgabe der am Potentiometer $A_B$ eingestellten Gegenspannung zu den Anoden gelangen können: Die Anlaufstromkennlinie wird so bei ausgeschaltetem elektrischen Feld des Heizfadens aufgenommen.

Die beste Übereinstimmung beider Temperaturmessungen wurde schließlich mit einer magnetfeldlos geheizten Äquipotentialkathode erzielt. Nach Ausschaltung aller Fehlerquellen bestätigen also die Ergebnisse die Gültigkeit des Maxwellschen Geschwindigkeits-Verteilungsgesetzes. W. Espe.

Digitized by Google

Band 34 Dezember 1929 Heft 6



# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

# Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

**Gegründet 1907**

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Prof. Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz

**Vierunddreißigster Band**




1 9 2 9



34 S. 201—238 Heft 6 1929

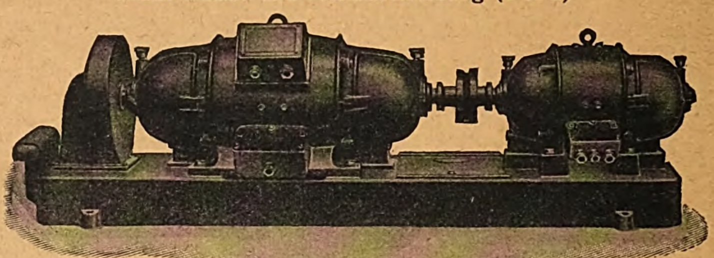
*Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.*

Digitized by Google

# Gleichstrom-Hochspannungs-Dynamos

**für Sender :: für 2000–10 000 Volt Spannung**

offene Bauart und Marineausführung (DGM.)



# Doppelstrom-Generatoren

(Gleichstrom-Gleichstrom-Doppelstrom-Umformer) maximale Leistung 1200 Volt, 120 Watt

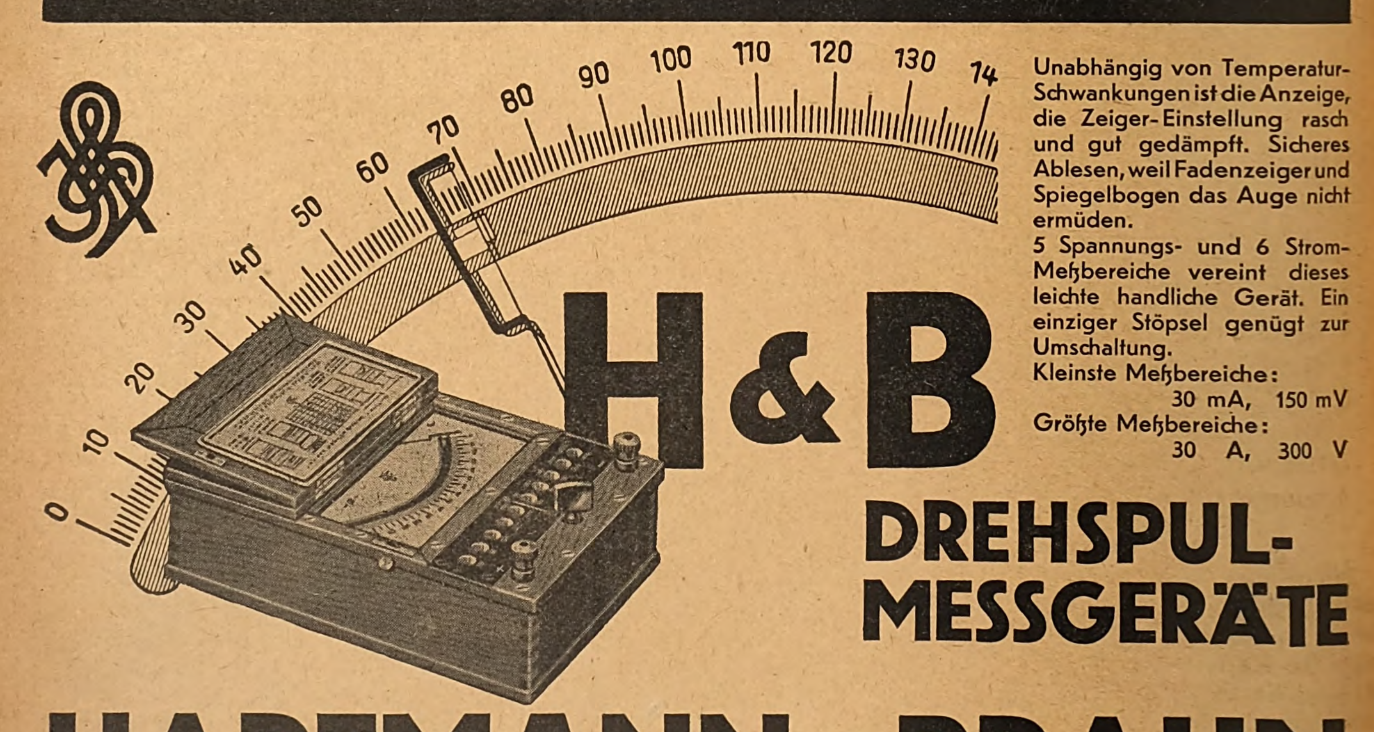
**besonders geeignet für Funk-Kurzwellensender usw.**

**Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!** **Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!**

## Bayerische Elektricitäts-Werke

Fabrik **Landshut** Bayern






# HARTMANN & BRAUN

**A-G** **FRANKFURT MAIN**




Digitized by Google

Band 34 Dezember 1929 Heft 6

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT



Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen
Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

# Zur Theorie der Barkhausenschwingungen.

Von H. G. Möller, Hamburg.

### Inhaltsübersicht.

Einleitung.
1. Die Bedingung für die Anregung des Lechersystems.
2. Die Schaltungen.
3. Erklärungsmöglichkeiten.
4. Graphische Durchführung der Theorie.
5. Mathematische Durchführung der Theorie.
6. Berechnung der einer schwingenden Raumladung äquivalenten Schwingdrossel.
7. Experimentelle Prüfung der Theorie.

Zusammenfassung.

### Einleitung.

Bringt man das Gitter einer kleinen Senderöhre auf einige hundert Volt positive Spannung, die Anode auf die Spannung Null oder auf negative Spannung gegen die Kathode, so sollte man erwarten, daß der Anodenstrom Null ist. Barkhausen und Kurz[1]) beobachteten aber einen merklichen Anodenstrom. Aus diesem merkwürdigen Versuche schlossen sie auf das Vorhandensein von Schwingungen. Sie konnten in der Tat Schwingungen nachweisen. Ihre Wellenlänge bestimmten sie mit dem Lechersystem zu etwa 1 m.

Sie fanden, daß die Wellenlänge im wesentlichen von den Spannungen der Elektroden abhängt, während sie sich mit der Abstimmung angeschlossener Schwingungskreise nur wenig ändert. Die Schwingungsdauer gleicht der Zeit, welche das Elektron zur Ausführung einer Pendelbewegung vom Glühdraht durch das positive Gitter zur Anode und durch das Gitter zurück zum Glühdraht braucht.

Durch diesen experimentellen Befund ist gezeigt, daß die neuen Schwingungen mit der geschilderten Pendelung der Elektronen etwas zu tun haben müssen. Ihr Mechanismus blieb aber in folgendem wesentlichen Punkte rätselhaft:

Wenn im Lechersystem Wechselströme erregt werden sollen, so muß die Raumladung als Ganzes vom Glühdraht durch das Gitter zur Anode schwingen, und zwar so, daß sich die Raumladung während einer Halbperiode vorwiegend im Raume Glühdraht—Gitter, während der anderen Halbperiode im Raume Anode—Gitter aufhält. Die von Barkhausen entworfene Vorstellung erklärt aber nur das Pendeln der einzelnen Elektronen. Da vom Glühdraht aus in jedem Zeitelement gleich viele Elektronen ihre Pendelbewegung antreten, so wird immer eine vor der Anode umkehrende und immer eine vor dem Glühdrahte umkehrende Raumladung vorhanden sein.

[1]) Die bisherige Literatur findet sich in den zusammenfassenden Berichten von K. Kohl: Ann. d. Phys. (4), 85, S. 1, 1928 und H. E. Hollmann, Ztschr. f. Hochfrequenztechnik 33, S. 27, 61, 101, 1929 zusammengestellt.

Digitized by Google

Es fehlte bisher die Erklärung, warum die Elektronen zu einem g e m e i n s a m e n Pendeln kommen, warum sie sich zum g e m e i n s a m e n Tanze ordnen.

Wie nun diese Ordnung der zunächst ungeordnet durcheinanderschwingenden Elektronen vor sich geht, soll in der vorliegenden Arbeit erklärt werden.

Bei dieser Erklärung wollen wir zunächst von der Influenzwirkung der schwingenden Raumladung absehen und als einziges schwingungsfähiges System das angeschlossene L e c h e r system betrachten. Die Influenzwirkung der Raumladung soll hernach gesondert behandelt werden. Es wird sich ergeben, daß zwei Kondensatorplatten, zwischen denen eine Raumladung mit der Eigenfrequenz $\omega$ pendelt, sich elektrisch genau so verhalten, wie eine auf die Frequenz $\omega$ abgestimmte Schwingdrossel, und daß diese pendelnde Raumladung demnach das L e c h e r system zu ersetzen vermag.

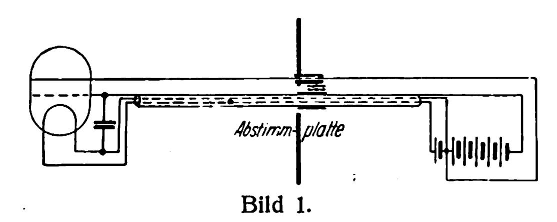



Bild 1.

## 1. Die Bedingung für die Anregung des L e c h e r systemes.

Wir nehmen an, daß durch irgendeinen kleinen Anstoß im L e c h e r system ein Wechselstrom erregt sein möge. Der durch diesen Wechselstrom im L e c h e r system erregte Spannungsabfall liegt zwischen dem Gitter einerseits und dem Glühdraht und der Anode andererseits. Diese Schwankung der Elektrodenspannung wird eine Schwankung des Elektronenstromes hervorrufen. Sollen Schwingungen erregt werden, so muß der Elektronenstrom dem Strom im L e c h e r system Energie zuführen.

Wenn dem L e c h e r system Schwingungsenergie zugeführt werden soll, so müssen die negativen Elektronen immer dann auf das Gitter bzw. auf die Anode kommen, wenn das Gitter bzw. die Anode gerade ihre niedrigste Spannung haben. Es ist das dieselbe Bedingung, die erfüllt sein muß, wenn der Elektronenstrom in einem rückgekoppelten Röhrengenerator die Schwingungen in dem zwischen Glühdraht und Anode eingeschalteten Schwingungskreise erregen soll. Würde die Elektronenlaufzeit kurz gegen die Schwingungsdauer sein, so würden die Elektronen immer dann auf das Gitter bzw. die Anode gelangen, wenn diese Elektroden ihre höchsten Spannungen haben. Eine Anregung der Schwingungen wäre unmöglich. Ist aber die Laufzeit von der Größenordnung der Schwingungsdauer, so treten zwischen der Ankunft der Elektronen und der Spannung große Phasenverschiebungen auf. Es ist durchaus denkbar, daß diese Phasenverschiebungen den Wert 180° erreichen und eine Anregung von Schwingungen möglich wird.

## 2. Die Schaltungen.

Um theoretisch einfache Verhältnisse zu haben, experimentierten wir mit den beiden in den Bildern 1 und 2 dargestellten Schaltungen:

In Bild 1 kann sich zwischen Glühdraht und Gitter keine Wechselspannung ausbilden, da diese beiden Elektroden durch einen Kondensator von etwa 1000 cm kurzgeschlossen sind. In Bild 2 ist der Glühdraht und die Anode durch einen Kondensator kurzgeschlossen. Das L e c h e r system wird durch ein Rohr und einen dicken Kupferdraht gebildet. Die Heizleitungen laufen durch das Rohr. Das L e c h e r system ist durch eine geerdete Scheibe abgeschlossen.

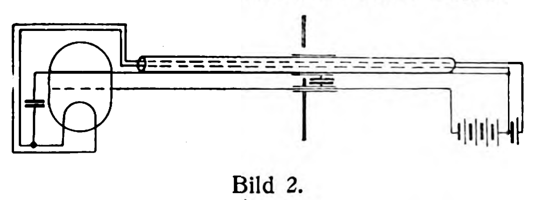


Bild 2.

Die Batterien stehen hinter der Scheibe. Es gelang uns nicht, die Schaltung Bild 1 zum Schwingen zu bringen, während die Schaltung 2 mühelos Schwingungen lieferte. Es sei daher zunächst nur die Schaltung 2 betrachtet.

## 3. Erklärungsmöglichkeiten.

Wir wollen von folgendem für die Rechnung vereinfachten Falle ausgehen: Die Anordnung der Röhre sei eine ebene: d. h. sie bestehe nicht aus einem Glühdrahte, sondern aus einem ebenen Glühbleche, dem ein ebenes Gitter im Abstande $k$ und eine ebene Anode im weiteren Abstande $a$ gegenüberliegen. (Vgl. Bild 3.) Glühblech und Anode sollen auf derselben

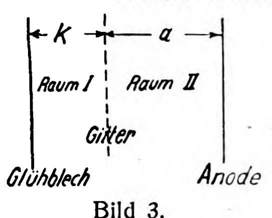



Bild 3.

Spannung liegen, die Spannung des Gitters möge hingegen schwanken. Wir können dann für die Gitterspannung den Ansatz:

$$u_g = U_g + \mathfrak{U}_g \cos(\omega t + \varphi)$$

wählen. Da wir uns namentlich für die A n r e g u n g der Schwingungen interessieren wollen, sei die Wechselspannungsamplitude $\mathfrak{U}_g$ klein gegen die Gittervorspannung $U_g$. Ueber die Bewegung der Elektronen in diesem zeitlich veränderlichen Felde sind nun ohne weiteres zwei Aussagen zu machen:

a) Ohne Wechselspannung würden die Elektronen gerade bis auf die Anode fliegen, die Steighöhe der Elektronen wäre $= a$. Liegt am Gitter eine Wechselspannung, so wird die Steighöhe im Takte dieser Wechselspannung schwanken. Ist sie größer als $a$, so landen die Elektronen auf der Anode; ist sie kleiner als $a$, so kehren sie vor der Anode um, und pendeln zurück. Beim Durchschreiten des Gitters landen sie zum Teil auf dem Gitter. Mit Hilfe der schwankenden Gitterspannung werden wir aus den ungeordnet pendelnden Elektronen im Takte der Spannungsschwankung immer eine Portion aussortieren und über die Anode zum Glühdraht zurückführen, während die andere Portion zurückschwingt und, durch das Gitter zurücklaufend, die g e m e i n s a m schwingende Raumladung bildet oder, zum Teil auf dem Gitter


Digitized by Google

. ndend, die Gitterspannungsschwankung unterhält, .on der wir ausgingen.

Es bleibt nur nachzuweisen, daß der auf das Gitter ·elangende Elektronenwechselstrom die unter 1 auf- ·estellte Phasenbedingung zur Aufrechterhaltung der ·pannungsschwankung erfüllt.

Die skizzierte Art der Schwingungserregung von ·arkhausenschwingungen wollen wir „Er- egung nach dem Prinzip der Aus- ortierung“ nennen.

b) Ohne Wechselspannung würden alle Elektronen :ie gleiche Laufzeit haben. Liegt an dem Gitter die Vechselspannung, von der wir ausgingen, so wird ie Laufzeit schwanken, und zwar wieder im richtigen 'akte der Gitterwechselspannung. Die Elektronen ·erden zum Teil in rascherer Folge, als sie den Glüh- raht verließen, zum Teil in langsamerer Folge auf em Gitter ankommen. Die Gitterstromstärke wird chwanken. Der Wechselstromanteil dieser schwan- enden Gitterstromstärke vermag ebenfalls die ·chwingung im Lechersystem zu unterhalten. Es ·t wieder zu untersuchen, ob die Phase dieses Gitter- ·echselstromes der unter Punkt 1 aufgestellten An- ·egungsbedingung genügt. Schwingungen, die in ieser Art erregt werden, wollen wir nach dem 'rinzip der Laufzeitschwankung an- eregt nennen.

Um derartige Schwingungen rein zu erhalten, muß ıan das „Aussortieren“ der Elektronen durch die ınode verhindern, indem man die Anodenspannung egativ wählt und dadurch alle Elektronen zur Um- ehr vor der Anode zwingt.

Das Prinzip der „Laufzeitschwankung“ führt noch uf einen weiteren möglichen Mechanismus der chwingungserregung. Wenn die Anode an negativer ·pannung liegt, und alle Elektronen vor der Anode mkehren, so wird sich an der Umkehrstelle eine ichte Raumladung ausbilden. Ist keine Gitterwechsel- pannung und keine Laufzeitschwankung vorhanden, o ist die Dichte dieser Raumladung zeitlich konstant. ·ei eintretender Laufzeitschwankung beginnt aber uch die Dichte dieser Raumladung zu schwanken. ·ie gleicht einer mit Wechselstrom beschickten ·ondensatorplatte. Die schwankenden Ladungen ıfluenzieren in der Anode und im Gitter Wechsel- tröme, welche die Ausgangswechselspannung auf- echtzuerhalten imstande sind, wenn die unter 'unkt 1 aufgestellte Phasenbedingung erfüllt ist.

Schließlich könnte man auch noch die Schwankung er Lage der von den umkehrenden Elektronen ge- ildeten Raumladung zur Erklärung der Schwingungs- rregung heranziehen.

Von den in Punkt 3 erwähnten Erklärungsmöglich- eiten soll in dieser Arbeit nur die erste, „die Er- egung der Barkhausenschwingungen nach dem 'rinzip der Aussortierung“ durchgeführt und durch inige qualitative Versuche bestätigt werden.

### 4. Graphische Durchführung der Theorie.

Wenn wir eine Aequipotentialkathode hätten, und venn die Elektronen die Kathode alle mit der Ge- chwindigkeit Null verließen und auf ihrem Wege zur ınode durch die Gitterdrähte nicht aus der horizon- alen Richtung abgelenkt würden, so würden sie, falls $a$ konstant = 0 wäre, gerade an der Anode um- kehren; würde die Anode ein klein wenig positiv sein, so würden sie alle auf die Anode fliegen; würde sie ein wenig negativ sein, so würde kein Elektron die Anode erreichen. Da nun aber diese Bedingungen nicht erfüllt sind, wird der Anodenstrom mit zunehmen- der Steighöhe der Elektronen (Anodenspannung) nur mäßig zunehmen. Wir können ansetzen: Anoden- strom ist proportional dem Ueberschuß der Elek- tronensteighöhe über die Anodenentfernung $a$. Wenn wir diesen Ueberschuß $s-a$ mit $\delta s$ bezeichnen, er- halten wir:

$$i_a = S' \cdot \delta s$$

Die „Steilheit“ $S'$ kann man experimentell auf- nehmen. Man muß dann $\delta s$ mit einer verschiebbaren Anode aufnehmen und mit feststehender Anode die zu den ermittelten $\delta s$ gehörigen Anodenströme messen. Bei diesen Messungen müssen die Barkhausen- schwingungen natürlich durch Kurzschlußkonden- satoren zwischen den Elektroden unterdrückt werden.

Wenn wir diese Steilheit $S'$ durch einfache Gleich- strommessungen ermittelt haben, ist unsere Aufgabe darauf zurückgeführt, $\delta s$ nach Größe und Phase in Abhängigkeit von der Gitterspannungsschwankung zu ermitteln.

Bevor wir rechnen, sei eine überschlägige gra- phische Betrachtung mitgeteilt. $\delta s$ wird positiv sein, wenn die Elektronen bei ihrer Ankunft an der Anode noch eine positive Geschwindigkeit haben. Es wird negativ sein, wenn die Elektronengeschwindigkeit schon vor dem Erreichen der Anode aufgebraucht ist. Bezeichnen wir die Beschleunigung mit $b$, so ist die Geschwindigkeit $v = \int b \cdot dt$, ein Integral, welches sich leicht graphisch ermitteln läßt.

Wir zeichnen zu diesem Zwecke die Gitter- spannung beziehentlich die Beschleunigung als Funk- tion der Zeit auf. (Bild 4a.) Wir markieren durch Punkt $G$ den Moment, an dem die Elektronen auf dem Rückwege das Gitter wieder erreicht haben sollen. Ist dann die Laufzeit der Elektronen vom Glühblech bis zum Gitter $t_1$, die vom Gitter bis zur Anode $t_2$, die Schwingungsdauer also $2(t_1 + t_2)$, so sind die Elek- tronen in Zeitpunkt $A$ an der Anode, im Zeitpunkt $G$ durchfliegen sie das Gitter auf dem Hinwege und im Zeitpunkt $H$ verlassen sie den Glühfaden mit der Ge- schwindigkeit 0. Im Zeitpunkt $H'$ (nach Verlauf der ganzen Schwingungsdauer) würden sie auf den Glüh- draht zurückkehren. Die Geschwindigkeit $v = \int b \cdot dt$, welche diese Elektronen beim Erreichen der Anode haben, ist dann gleich der Fläche I vermindert um die Fläche II. Dabei ist allerdings noch zu berück- sichtigen, daß der Abstand zwischen Glühdraht und Gitter kleiner ist und deswegen auch die Laufzeit zwischen Glühdraht und Gitter kleiner ist als die zwischen Gitter und Anode. Um dem Rechnung zu tragen, muß die Beschleunigung zwischen Gitter und Anode kleiner als die zwischen Gitter und Glühdraht gewählt werden. Da die Feldstärken umgekehrt pro- portional mit den Abständen $a$ und $k$ sind, erhält man mit Hilfe der Fallgesetze $b_2 = b_1 \cdot t_1/t_2$. Die Fläche II ist also mit $t_1/t_2$ zu multiplizieren. (Durchführung der Rechnung siehe Punkt 5.) In Bild 4 ist $t_1/t_2 = \frac{1}{2}$ gewählt. Durch Auszählen der Quadrate erhalten wir für den betrachteten Zeitmoment: Fläche I —Fläche II $\cdot\, t_1/t_2 = 3{,}5$ Quadrate. Ohne Gitter-


Digitized by Google

spannungsschwankungen würden wir Null Quadrate erhalten. Die Elektronen haben also bei ihrer Ankunft an der Anode einen Geschwindigkeitsüberschuß gehabt, sind also aussortiert worden. Bei der in Bild 4a beispielsweise herausgegriffenen Gitterspannung gelangen also weniger Elektronen als im

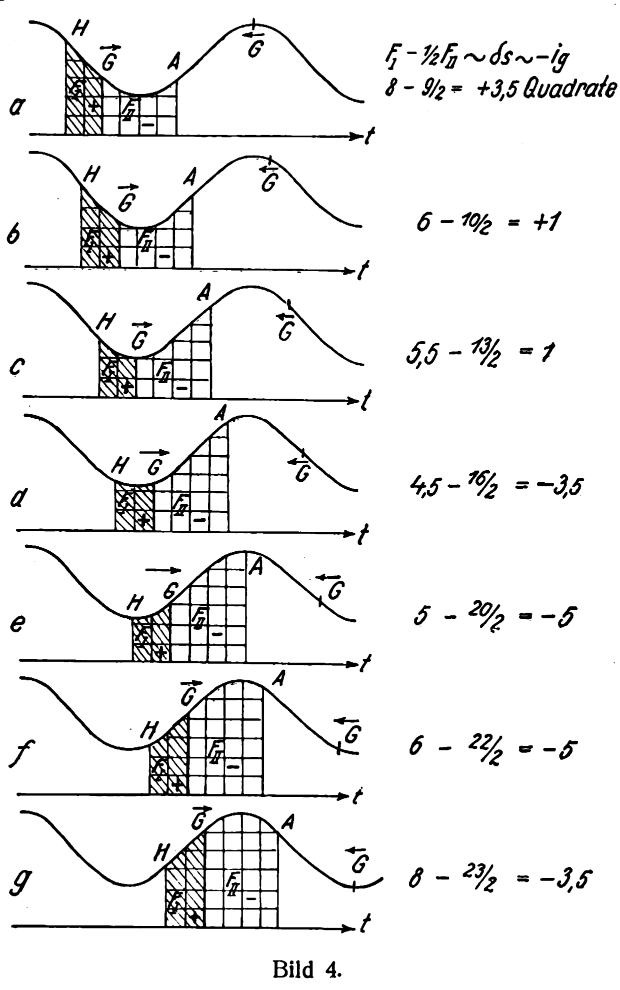



Bild 4.

Mittel auf das Gitter. Der Wechselstromanteil des Gitterstromes ist negativ. Als Maß für die Menge der aussortierten Elektronen können wir bei unserer überschlägigen Betrachtung den Geschwindigkeitsüberschuß wählen.

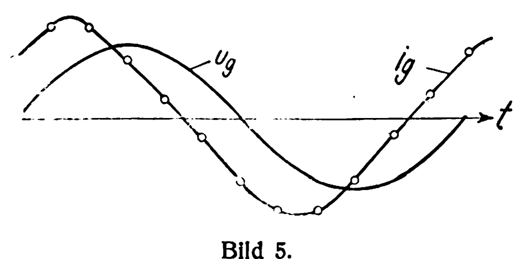



Bild 5.

Die geschilderte Konstruktion des Gitterstromüberschusses denken wir uns nun für eine Reihe Zeitmomente $G$ durchgeführt (vgl. Bild 4a bis g) und tragen uns die Gitterspannung und den Gitterstromüberschuß $\sim$ Geschwindigkeitsüberschuß als Funktion der Zeit in ein Diagramm ein (Bild 5). Wir erkennen dann, daß tatsächlich der Gitterstrom kleiner als im Mittel ist, wenn das Gitter seine größte Spannung hat, daß also die Phase zwischen Strom und Spannung zur Anregung der Lechersystemschwingung richtig liegt.

## 5. Mathematische Durchführung der Theorie.

Durch die Ueberlegungen des Abschnittes 4 ist im Prinzip die Theorie der Anregung der Barkhausenschwingungen nach dem Prinzip der „Aussortierung" erledigt. Wir wollen sie aber doch noch in mathematischer Form darstellen, und dabei die Größe von $\delta s$ nicht nur durch Proportionalsetzen mit dem Geschwindigkeitsüberschuß abschätzen, sondern durch zweifache Integration der Bewegungsgleichungen ausrechnen. Bei der dargestellten graphischen Methode hatten wir die Laufzeit zwischen Gitter und Glühdraht immer gleich $t_1$ gesetzt. Das stimmt nicht genau. Sie wird je nach der Größe der schwankenden Gitterspannung sich etwas ändern. Diese Aenderung wollen wir mit berücksichtigen.

Die Laufzeiten wollen wir durch den Phasenwinkel messen. Die kleinere Laufzeit $t_1$ soll dem Phasenwinkel $\frac{\pi}{2} - \varepsilon$, die größere $t_2$ dem Phasenwinkel $\frac{\pi}{2} + \varepsilon$ entsprechen. Es sollen dann die Fälle $\varepsilon =$ positiv, $\varepsilon = 0$ und $\varepsilon =$ negativ diskutiert und mit dem Experiment verglichen werden.

### Aufstellung der Bewegungsgleichungen.

Für die Gitterspannung hatten wir angesetzt: $u_g = U_g + \mathfrak{U}_g \cdot \cos(\omega t + \varphi)$. Die Feldstärke im Raume Raume zwischen Glühblech und Gitter ist dann

$$\mathfrak{E}_1 = \frac{U_g + \mathfrak{U}_g \cos(\omega t + \varphi)}{k}$$

im Raume zwischen Gitter und Anode:

$$\mathfrak{E}_2 = \frac{U_g + \mathfrak{U}_g \cos(\omega t + \psi)}{a}$$

Die Elektronenfallzeiten bei zeitlich konstanter Gitterspannung berechnen sich aus:

$$k = \frac{e}{m}\frac{\mathfrak{E}_1 t_1^2}{2} = \frac{e}{m}\frac{U_g}{k}\frac{t_1^2}{2} \text{ zu } t_1 = k\sqrt{\frac{2m}{eU_g}} \text{ und analog}$$

$$t_2 = a\sqrt{\frac{2m}{eU_g}},$$

während die Beschleunigungen $b_1 = \frac{e}{m}\frac{U_g}{k}$ und $b_2 = \frac{e}{m}\frac{U_g}{k}$ sind. Es ist also $t_1 : t_2 = a : k$ und $b_1 : b_2 = a : k$ oder $t_1 : t_2 = b_2 : b_1$ oder $t_2 = t_1 \cdot b_1 / b_2$. Diese Beziehung hatten wir bereits beim graphischen Verfahren benutzt.

Drücken wir die Laufzeiten, wie verabredet, durch die Phasenwinkel aus, erhalten wir für kleine $\varepsilon$:

$$\frac{t_2}{t_1} = \frac{\pi/2 + \varepsilon}{\pi/2 - \varepsilon} = \frac{1 + 2\,\varepsilon/\pi}{1 - 2\,\varepsilon/\pi} \approx 1 + \frac{4\,\varepsilon}{\pi} \text{ und } \frac{t_1}{t_2} \approx 1 - \frac{4\,\varepsilon}{\pi}$$

Die Bewegungsgleichung für den Raum I zwischen Glühdraht und Gitter lautet:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = + b_1 + b_1' \cos(\omega t + \varphi)$$

und für den Raum II zwischen Gitter und Anode

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = - b_2 - b_2' \cos(\omega t + \psi)$$


Digitized by Google

Bedeutung der Phasenwinkel $\varphi$ und $\psi$. $\varphi$ ist die Phase der Gitterspannung in dem Moment, in dem das betrachtete Elektron das Glühblech verläßt, $\psi$ ist die Phase der Gitterspannung in dem Moment, in dem das Elektron das Gitter auf dem Hinwege passiert. Bezeichnen wir die Phase der Gitterspannung in dem Moment, in dem das Elektron auf dem Rückwege das Gitter wieder passiert, mit $\chi$, so erhalten wir

$$\varphi = \chi - 2(\pi/2 + \varepsilon) - (\pi/2 - \varepsilon) = \chi - {}^3/_2\,\pi - \varepsilon;$$

$$\psi = \varphi + \omega t_1 = \chi - 2(\pi/2 + \varepsilon) = \chi - \pi - 2\varepsilon \quad \psi + \omega t_2 = \chi - (\pi/2 + \varepsilon) = \chi - \pi/2 - \varepsilon$$

Wenn wir die Laufzeit des Elektrons zwischen Glühblech und Gitter mit $t_1 + \delta t$ bezeichnen, erhalten wir durch Integration der Bewegungsgleichung (1)

$$x'' = b_1 + b_1' \cos(\omega t + \varphi); \; x'_g = v_g = b_1 (t_1 + \delta t) + \frac{b_1'}{\omega}[\sin(\omega t + \varphi) - \sin\varphi]$$

$$s = k = \frac{b_1 t_1^2}{2} + b_1 t_1 \delta t - \frac{b_1'}{\omega^2}[\cos(\omega t_1 + \varphi) - \cos\varphi + \omega t_1 \sin\varphi]$$

Da für zeitlich konstante Gitterspannung $k = \frac{b_1 t_1^2}{2}$; $v_g = v_0 = b_1 t_1$ gilt, erhalten wir für $\delta t$

$$\delta t = \frac{b_1'}{b_1 \omega^2 t_1}[\cos(\omega t_1 + \varphi) - \cos\varphi + \omega t_1 \sin\varphi)$$

und für die Geschwindigkeit $v_g$ beim Passieren des Gitters auf dem Hinwege

$$v_g = v_0 + \frac{b_1'}{\omega^2 t_1}[\cos(\omega t_1 + \varphi) - \cos\varphi + \omega t_1 \sin\varphi] + \frac{b_1'}{\omega}(\sin(\omega t_1 + \varphi) - \sin\varphi) = v_0 + \delta v.$$

Die Integration der Bewegungsgleichung (2) ergibt dann

$$s = (v_0 + \delta v) t_2 - \frac{b_2 t_2^2}{2} + \frac{b_2'}{\omega^2}[\cos(\omega t + \psi) - \cos\psi + \omega t_2 \sin\psi] \text{ und mit } a = v_0 t_2 - \frac{b_2 t_2^2}{2}$$

$$\delta s = s - a = \frac{b_1'}{\omega^2}\Big[\frac{t_2}{t_1}(\cos(\omega t + \varphi) - \cos\varphi + \omega t_1 \sin\varphi) + \omega t_2 (\sin(\omega t_1 + \varphi) - \sin\varphi) + \frac{b_2'}{\omega^2}[\cos(\omega t_2 + \psi) - \cos\psi + \omega t_2 \sin\psi].$$ [1])

Setzen wir hierin die Werte für $t_1$ und $t_2$ und die Phasenwinkel $\varphi$ und $\psi$ ein, so erhalten wir ein gegen die Gitterspannung phasenverschobenes $\delta s$.

Da $A \cos(\chi + a) = A \cos\chi \cos a - A \sin\chi \sin a$ und $B \sin(\chi + a) = B \cos\chi \sin a + B \sin\chi \cos a$ ist die Amplitude der mit $\cos\chi$ in Phase liegenden Komponente $A \cdot \cos a$ bzw. $B \cdot \sin a$. Um sie zu berechnen, setze man in dem Ausdruck für $\delta s$ einfach $\chi = 0$ ein.

[1]) Streng genommen schwankt auch $t_2$ um $\delta t_2$. Wir können $\delta t_2$ aber vernachlässigen, da $a = v_0 t_2 - \frac{b_2 t_2^2}{2}$ den Scheitel einer Parabel im $a$-$t$-Diagramm darstellt und deswegen die Vernachlässigung von $\delta t_2$ einen Fehler 2. Ordnung bedingt.

Die Amplitude der mit $u_g = \mathfrak{U}_g \cos\chi$ in Phase liegenden Komponente ist:

$$\delta s = \frac{b_1'}{\omega^2}\Big\{\Big[\Big(1 + \frac{4\varepsilon}{\pi}\Big)(-1 - \varepsilon) + \Big(\frac{\pi}{2} + \varepsilon\Big) 2\varepsilon\Big] + \Big(1 - \frac{4\varepsilon}{\pi}\Big)\Big[-\varepsilon + 1) + \Big(\frac{\pi}{2} + \varepsilon\Big) 2\varepsilon\Big]$$

$$= -1 - \frac{4\varepsilon}{\pi} - \varepsilon + \pi\varepsilon - \varepsilon + 1 - \frac{4\varepsilon}{\pi} + \pi\varepsilon$$

$$\delta s = \frac{b_1'}{\omega^2}\Big[2(\pi - 1)\varepsilon - \frac{8\varepsilon}{\pi}\Big] = \frac{b_1' \varepsilon}{\omega^2}\Big(2\pi - \Big(2 + \frac{8}{\pi}\Big)\Big) = + 1{,}638 \frac{b_1' \varepsilon}{\omega^2}.$$

### Diskussion des Resultates.

Für positives $\varepsilon$ ist die zur Gitterspannung gleichphasige Komponente von $\delta s$ bzw. vom Anodenstrom positiv. Das bedeutet:

Die Elektronen, die dann auf das Gitter zurückkehren würden, wenn dessen Spannung positiv ist, haben eine über dem Mittel liegende Steighöhe. Sie fliegen also auf die Anode und werden „aussortiert". Die Elektronen, die auf das Gitter zurückkehren, wenn dies eine negative Wechselspannung hat, haben eine unter dem Mittel liegende Steighöhe; sie gelangen nicht bis zur Anode, und werden daher nicht „aussortiert".

Negativer Strom gelangt auf das Gitter, wenn sein Wechselspannungsanteil negativ ist. Der Lechersystemschwingung wird Energie zugeführt.

Ist $\varepsilon$ dagegen negativ, so ist eine Anregung von Barkhausenschwingungen nicht möglich. $\varepsilon = 0$ ist die Grenze der Schwingfähigkeit.

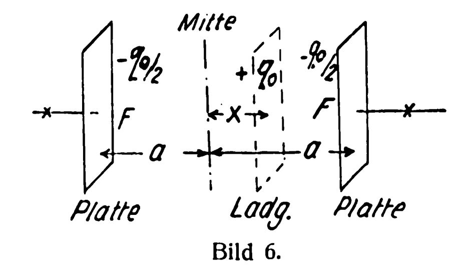



Bild 6.

Weiter sagt die Theorie aus: Diejenige Anodenspannung wird für das Entstehen von Schwingungen am günstigsten sein, bei der die Elektronen im Ruhezustand die Anode eben erreichen. Wegen der Ablenkung der Elektronen durch die Gitterstäbe aus der radialen Bahn wird das eine schwach positive Anodenspannung sein. Sowohl eine Erhöhung als auch eine Erniedrigung der Anodenspannung muß die Schwingfähigkeit der Röhre herabsetzen.

### 6. Berechnung der einer schwingenden Raumladung äquivalenten Schwingdrossel.

Vorbemerkung: In Bild 6 sind die Kondensatorplatten dargestellt, $q_0$ ist die der Einfachheit halber flächenhaft angeordnete schwingende Raumladung. Wir denken uns, daß diese Raumladung in der X-Richtung senkrecht zu den Kondensatorplatten eine gedämpfte Schwingung ausführt. Die Kondensatorplatten sind in dem Moment bei $x\,x$ abgeschaltet, in dem die Raumladung gerade die Mitte passierte. Die Platten tragen dann jede die Ladungsdichte $q_0/2$

Digitized by Google

und behalten diese Dichte auch, da sie ja abgeschaltet sind. Die Feldstärke, dargestellt durch $\operatorname{tg} \alpha$ in dem Bilde 7, ist dann zeitlich konstant $= 4 \pi q_0/2$. Die Potentialverteilung ist für verschiedene Lagen der Raumladung in Bild 7 dargestellt. Die Spannungsdifferenz zwischen den Platten ist

$$U = 4 \pi q_0 x.$$

Bild 7.

Die äußere Kraft auf die Raumladung (die Differenz der dauernd gleichen Maxwellschen Spannungen rechts und links) ist dann dauernd gleich Null. Schwingt $x$ gedämpft nach: $M \cdot \ddot{x} + \varrho \dot{x} + h \cdot x = 0$, so schwingt auch $U$ gedämpft, genau wie die Spannung einer abgeschalteten Schwingdrossel.

Allgemeiner Fall: Die Ladungsdichte auf den Kondensatorplatten sei jetzt nicht mehr konstant, sondern es werde dem Kondensator ein Strom $i$ zugeführt. Es gilt dann: $i = F \cdot dq/dt$. Hierbei ist $F$ die Fläche der Platten. Es ist für diesen allgemeinen Fall der Zusammenhang zwischen $i$ und $U$ zu berechnen.

Bei der Anregung einer auf $\omega_0$ $(= 1/\sqrt{LC})$ abgestimmten Schwingdrossel mit der Dämpfung $d = R/2L$ durch einen Wechselstrom $i = i\, e^{j\omega t}$ erhalten wir einen Spannungsabfall an der Schwingdrossel von der Größe

$$\mathfrak{U} = \mathfrak{i}\, \frac{(j \omega L + R)\, {}^1\!/j \omega C}{j \omega L + R + {}^1\!/j \omega C} = \frac{\mathfrak{i}}{2\, C (j\, \delta\, \omega + d)}$$

wobei die Verstimmung $\omega - \omega_0$ mit $\delta\omega$ bezeichnet und $R \ll \omega L$, $\delta\omega \ll \omega$ ist.

Wenn der Kondensator mit der schwingenden Raumladung einer solchen Drossel äquivalent sein soll, so muß das Verhältnis $\frac{\mathfrak{U}}{\mathfrak{i}}$ eine entsprechende Form erhalten. Der Nachweis hierfür soll im folgenden erbracht werden. Die von dem Strome $i$ herrührenden zusätzlichen Ladungen seien mit $q^*$ bezeichnet. Die Kondensatorspannung erhöht sich um $q^*/C$ zu

$$U = 4 \pi q_0 \cdot x + F q^*/C.$$

Die von $q^*$ ausgehenden zusätzlichen Kraftlinien von der Dichte $4 \pi q^*$ üben auf die schwingende Raumladung eine Kraft

$$K = - q_0 F 4 \pi q^*$$

aus. Nach der Bewegungsgleichung berechnen wir für $x$ den Wert:

$$x = \frac{K}{j \omega (j \omega M + \varrho + h/j \omega)} = \frac{-4 \pi q^* q_0 F}{j \omega (j \omega + \varrho + h/j \omega)}$$

$$= \frac{-4 \pi q^* q_0 F}{2 j \omega M (j \delta \omega + d)}$$

Setzen wir $\mathfrak{i} = F q^*/j\omega$ und den Wert für $x$ in die Gleichung für $\mathfrak{U}$ ein, so erhalten wir

$$\mathfrak{U} = \frac{\mathfrak{i}}{j \omega C} + \frac{(4 \pi q_0)^2 \mathfrak{i}}{2 M \omega^2 (j \delta \omega + d)}$$

$$= \mathfrak{i} \left[ \frac{1}{j \omega C} + \frac{1}{2 \frac{M}{F q_0} \frac{F}{q_0} \left( \frac{\omega}{4 \pi} \right)^2 (j \delta \omega + d)} \right]$$

und mit $\frac{M}{F q_0} = \frac{m}{e}$:

$$\mathfrak{U} = \mathfrak{i} \left[ \frac{1}{j \omega C} + \frac{1}{2 \left( \frac{m}{e\, q_0} \left( \frac{\omega}{4 \pi} \right)^2 \right) (j\, \delta\omega + d)} \right]$$

Die Spannung an den beiden Platten mit der schwingenden Raumladung ist also die Summe der Spannungen, welche sich an den beiden Platten als einfacher leerer Kondensator und an einer in Serie geschalteten Schwingdrossel mit der Kapazität $C' = \frac{m\, F}{e\, q_0} \omega/4 \pi)^2$ *), der Verstimmung $\delta\omega$ und der Dämpfung $d$ ausbildet. Bei den Barkhausenschwingungen bildet diese Schwingdrossel das schwingungsfähige System, während das Lechersystem nur die Rolle eines angekoppelten Sekundärsystemes spielt.

*) Kontrolliere die Dimension: Der Widerstand einer Schwingdrossel ist $\mathfrak{R} = \frac{1}{2\, C (j \delta \omega + d)}$; $C' = \frac{m}{e} \frac{F}{qo} \left( \frac{\omega}{4 \pi} \right)^2$ müßte die Dimension einer Capazität haben. Wir haben $(- \mathfrak{E} = 4 \pi q -)$ im elektrostatischen Maß gerechnet. Für dieses gilt: $\text{Kraft} = \left( \frac{\text{Ladung}}{\text{cm}^2} \right)^2$!

$$C' = \frac{\text{Masse} \cdot \text{cm}^2\ {}^1\!/\text{sec}^2}{\text{Ladung}\ {}^2/\text{cm}^2} = \frac{\text{Masse}\ \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}}{\text{Kraft}}\ \text{cm} = \text{cm}.$$

Die Kapazität hat aber im elektrostatischen Maß die Dimension des cm.

Digitized by Google

### 7. Experimentelle Prüfung der Theorie.

Die erste Aussage der Theorie lautete: Ist $t_1$, die Laufzeit zwischen Heizdraht und Gitter, größer als $t_2$, die Laufzeit zwischen Gitter und Anode, so tritt keine Anregung der Schwingungen ein, ist hingegen $t_1$ kleiner als $t_2$, so tritt Anregung ein. Diese Aussage läßt sich durch ein einfaches Vorlesungsexperiment bestätigen. Ist die Gitterspannung kleiner als die Sättigungsspannung, so steigt die Spannung vom Glühdraht aus wegen des vorhandenen Potentialminimums parabolisch an. Das Elektron läuft zunächst in einem schwachen Felde langsam an, braucht viel Zeit zu seinem Wege und gewinnt seine Geschwindigkeit erst dicht vor dem Gitter, $t_1$ ist größer als $t_2$. Die Röhre schwingt nicht an. Verringert man aber die Heizung solange, bis die angelegte Gitterspannung die Sättigungsspannung überschritten hat, so verwandelt sich der parabolische Spannungsanstieg in einen linearen, bei Verwendung von Glühfäden sogar in einen nach oben gekrümmten. Das Elektron kommt rasch auf seine volle Geschwindigkeit, und braucht zur Zurücklegung des Weges eine kurze Zeit. Die Schwingungen treten auf.

Das Experiment ist besonders überzeugend, da die Schwingungen gerade bei schwächerer Heizung entstehen. Würden sie bei stärkerer Heizung entstehen, so läge es nahe zu vermuten, daß bei schwächerer Heizung die Energie zur Ueberwindung der Dämpfungswiderstände noch nicht ausgereicht hätte.

Ist unsere Anschauung richtig, so müßte man, wenn man zur Verkürzung der Wellenlänge die Gitterspannung steigert, auch die Heizung steigern dürfen, bevor die Schwingungen erlöschen, da der höheren am Gitter liegenden Sättigungsspannung auch ein höherer Sättigungsstrom entspricht. Auch diese Folgerung aus der Theorie wird vom Experiment bestätigt.

Daß wir es mit Schwingungen zu tun hatten, die nach dem Prinzip der Aussortierung angeregt waren, bestätigt sich experimentell dadurch, daß die Schwingungen erlöschen, wenn wir der Anode die Möglichkeit nehmen, Elektronen auszusortieren. Dies kann entweder durch Anlegen einer negativen Spannung geschehen; es müssen dann alle Elektronen vor der Anode umkehren, ohne daß welche „aussortiert" werden. Das Aussortieren kann aber auch durch eine positive Anodenspannung unterbunden werden. Es fliegen dann alle Elektronen auf die Anode und es kehren gar keine auf das Gitter zurück, um dort Schwingungen anzuregen. Auch dieser Versuch läßt sich leicht vorführen.

### Zusammenfassung.

Es wird erklärt, warum sich bei den Barkhausenschwingungen die Elektronen zu gemeinsamem Tanze ordnen. Die Theorie wird sowohl graphisch wie mathematisch dargestellt.

(Eingegangen am 15. Juli 1929.)

---

# Zeitproportionale, synchron laufende Zeitablenkungen für die Braun'sche Röhre.

Von Erich Hudec.

Mitteilung aus dem Elektrotechnischen Laboratorium der Technischen Hochschule Berlin.

### Inhaltsübersicht.



### 1. Erzeugung einer synchron laufenden, zeitproportionalen Hilfsspannung.

Für die Verwendung der Braun'schen Röhre zur Ermittlung der Kurvenform einer Spannung oder eines Stromes gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Man kann die zu untersuchende Kurve vom Kathodenstrahl entweder nur einmal oder mehrmals beschreiben lassen.

Infolge der geringen photographischen Empfindlichkeit des vom Kathodenstrahl auf dem Fluoreszenzschirm erzeugten Lichtfleckes stößt das erstere Verfahren auf außerordentliche Schwierigkeiten und ist erst in der letzten Zeit durchgeführt worden[1]). Insbesondere muß man die photographische Platte in das Vakuum bringen und sie direkt vom Kathodenstrahl beeinflussen lassen. Der hierfür nötige Aufwand wird

[1]) Dufour, L'oscillographe cathodique, Paris 1923; A. B. Wood, The Cathode Ray Oscillograph, Proc. of the Phys. Soc. of London, **35**, S. 109, 1922; Rogowski und Flegler, „Ein Kathodenstrahloszillograph für Aufnahmen im Vakuum", Arch. f. Elektr. **15**, S. 297, 1922; Rogowski, Flegler und Tamm, „Eine neue Bauart des Kathodenstrahloszillographen", Arch. f. Elektr. **18**, S. 513, 1927; Gabor, „Fortschritte im Oszillographieren von Wanderwellen" Arch. f. Elektr. **18**, S. 48, 1927.


Digitized by Google

so groß und die Handhabung der Anordnung so verwickelt und unbequem, daß man dieses Verfahren nur in ganz besonderen Fällen verwenden wird.

Will man zur Erhöhung der photographischen Empfindlichkeit die Kurve vom Kathodenstrahl mehrmals beschreiben lassen, so muß man dafür sorgen, daß sie immer wieder an derselben Stelle auf dem Fluoreszenzschirm aufgezeichnet wird. Man benötigt daher einen Hilfsstrom oder eine Hilfsspannung, die mit der zu untersuchenden Spannung synchron laufen. Außerdem muß der zeitliche Verlauf dieser Hilfsgröße bekannt sein, damit man aus der Kurve auf dem Fluoreszenzschirm den zeitlichen Verlauf der zu untersuchenden Größe bestimmen kann. Am bequemsten ist eine Hilfsgröße, die proportional der Zeit[2]) ansteigt und dann möglichst schnell wieder auf den Ursprungswert zurückgeht. Während ihres Anstieges beschreibt dann der Kathodenstrahl eine Kurve, die direkt den zeitlichen Verlauf der zu untersuchenden Größe wiedergibt.

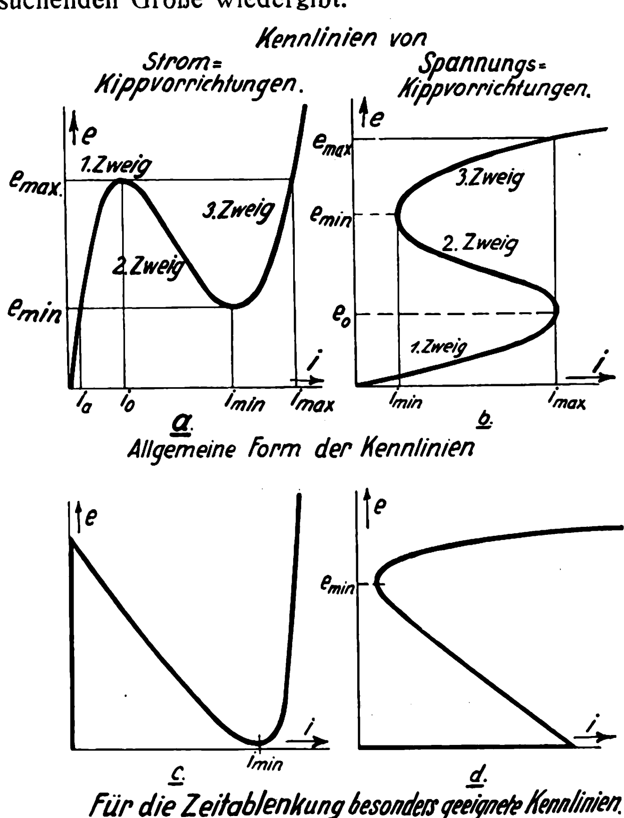



Bild 1.

Eine Hilfsgröße, die diesen Forderungen genügt, die also proportional der Zeit ansteigt und außerdem mit der zu untersuchenden Größe synchron läuft, erhält man mit Hilfe der erzwungenen Kippschwingungen[3]). Erzwungene Kippschwingungen entstehen, wenn eine Anordnung, die freie Kippschwingungen auszuführen vermag, von einer Wechselspannung gesteuert wird.

[2]) Eine Zusammenstellung der bekannten zeitproportionalen Zeitablenkungen für die Braun'sche Röhre findet sich in G. Keinath, Die Technik elektrischer Meßgeräte, München und Berlin 1928, Bd. 1, S. 417 u. f. Die Zeitablenkungen sind aber entweder auf niedrige Frequenzen beschränkt oder sie laufen mit der zu untersuchenden Größe nicht synchron.

[3]) E. Hudec, „Erzwungene Kippschwingungen und ihre technischen Anwendungen", Arch. f. Elektr. 22, S. 459, 1929.

Zur Erzeugung von freien Kippschwingungen[4]) benötigt man eine Kippvorrichtung, und zwar entweder eine Strom-Kippvorrichtung mit einer Kennlinie nach Bild 1a oder eine Spannungs-Kippvorrichtung mit einer Kennlinie nach Bild 1b. Schaltet man nach Bild 2a parallel zu einer Strom-Kippvorrichtung einen Kondensator und schickt in diese Parallelschaltung einen konstanten Strom I, so entstehen „freie Kippschwingungen", sofern der Strom der Bedingung:

$$i_0 < I < i_{min} \quad (1)$$

(vgl. Bild 1a) genügt. Durch den Strom $i_c = I - i$ (vgl. Bild 2a) wird der Kondensator bis auf die Spannung $e_{max}$ aufgeladen, alsdann springt der durch die Kippvorrichtung fließende Strom $i$ auf den Wert $i_{max}$. Da gemäß Gl. 1a nunmehr $i > I$ ist, so fließt der Differenzstrom $-i_c = i - I$ vom Kondensator in die Strom-Kippvorrichtung, der Kondensator wird somit bis auf die untere Kippspannung $e_{min}$ entladen, worauf der Strom $i$ plötzlich auf einen viel kleineren Wert $i_a$ (vgl. Bild 1a) zurückgeht. Da jetzt wieder $i < I$ ist, so wird der Kondensator von neuem aufgeladen, worauf sich der beschriebene Vorgang periodisch wiederholt.

Aehnlich kommen freie Spannungs-Kippschwingungen zustande, wenn eine Spannungs-Kippvorrichtung nach Bild 2b in Reihe mit einer Induktivität an eine konstante Gleichspannung $E$ gelegt wird, die der Bedingung

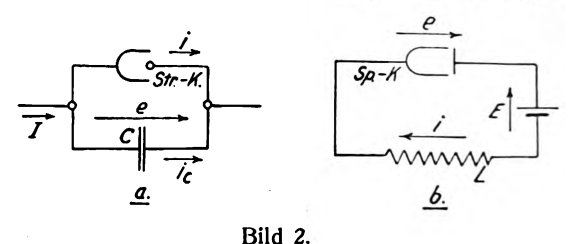



Bild 2.

$$e_0 < E < e_{min} \quad (1b)$$

genügt, wobei die Bedeutung der Buchstaben aus Bild 1b und 2b zu ersehen ist.

Für die Zeitablenkung einer Braun schen Röhre sind Kippvorrichtungen mit einer Kennlinie nach Bild 1c und d besonders geeignet. Im Falle einer Strom-Kippvorrichtung ist alsdann während der Ladezeit der auf den Kondensator fließende Strom konstant, die Kondensatorspannung $e$ steigt also gemäß der Beziehung

$$I = C \cdot \frac{de}{dt} \quad \text{oder} \quad e = \frac{I}{C} \cdot t$$

proportional der Zeit an. Im Falle einer Spannungs-Kippvorrichtung wächst der Strom $i$ gemäß der Gleichung

$$E = L \cdot \frac{di}{dt} \quad \text{oder} \quad i = \frac{E}{L} \cdot t$$

proportional der Zeit, doch muß dann noch der

[4]) Genaueres über die Theorie der freien Kippschwingungen s. Friedländer, Ueber Kippschwingungen, insbesondere bei Elektronenröhren, Arch. f. Elektr. 17, S. 1 und 103, 1926.

Digitized by Google

Widerstand der Spule klein gegen ihre Induktivität sein. Der scharfe Einsatz des fallenden Teiles der Charakteristik gestattet außerdem, daß man den Strom $I$ klein gegen $i_{min}$ bzw. die Spannung $E$ klein gegen $e_{min}$ wählt, so daß die Entladezeit sehr kurz gegenüber der Ladezeit wird.

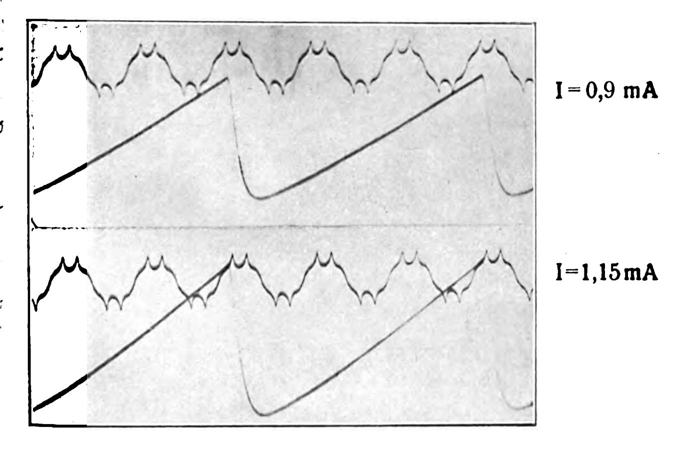
Die Kondensatorspannung in Bild 2a bzw. der Spulenstrom in Bild 2b laufen zu der zu untersuchenden Wechselspannung synchron, wenn diese Anordnungen von der Wechselspannung gesteuert werden. Es sind drei verschiedene Steuerungen möglich:

1. eine direkte Steuerung durch eine zusätzliche Spannung bei Strom-Kippvorrichtungen oder einen zusätzlichen Strom bei Spannungs-Kippvorrichtungen,

2. eine Steuerung durch Beeinflussung des Ladestromes der Kapazität bzw. des Stromes durch die Induktivität,

3. eine Steuerung durch Beeinflussung der Kennlinie der Kippvorrichtung (vgl. Bild 4, 11, 17 u. 20).

Für die Zeitablenkung ist die dritte Steuerung ganz besonders gut verwendbar, da sie eine zeitproportionale Hilfsspannung bzw. einen zeitproportionalen Hilfsstrom liefert und da sie außerdem die



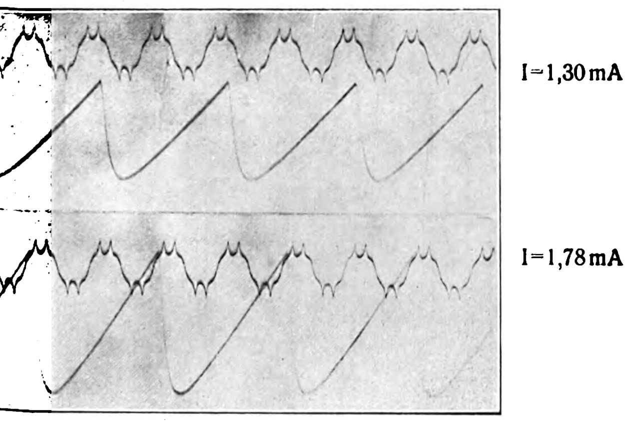




Bild 3.
Zeitlicher Verlauf der Steuerspannung und der von ihr erzwungenen Kippschwingung.

Steuerspannung meist nicht belastet. Sie wird im folgenden ausschließlich benutzt.

Die von der Steuerspannung erzwungenen Kippschwingungen können eine Frequenz annehmen, die gleich einem ganzzahligen Bruchteil der Frequenz der Steuerspannung ist. Sie können zur Steuerspannung synchron laufen, d. h. sie können zur Steuerspannung stets dieselbe Lage haben, insbesondere auch dann, wenn von außen kleine Aenderungen vorgenommen werden oder kleine Störungen eintreten. Die Bedingungen, an die der Synchronismus geknüpft ist, lassen sich mathematisch durch eine Ungleichung darstellen; er ist also ohne eine besondere Abgleichung innerhalb der Anordnung zu erreichen. Vergrößert man z. B. in der Anordnung nach Bild 4 den Strom I, so verändert sich die Kondensatorspannung gemäß den oszillographischen Aufnahmen in Bild 3. Die geradlinig ansteigende Kurve stellt die Kondensatorspannung, die zackige Kurve stellt die Steuerspannung dar. Liegt I zwischen 0,90 und 1,15 mA, so ist die Frequenz der Kondensatorspannung $1/3$ der Frequenz der Steuerspannung. Bei wachsendem Strom I werden die Spannungsschwankungen am Kondensator größer, außerdem ändert sich

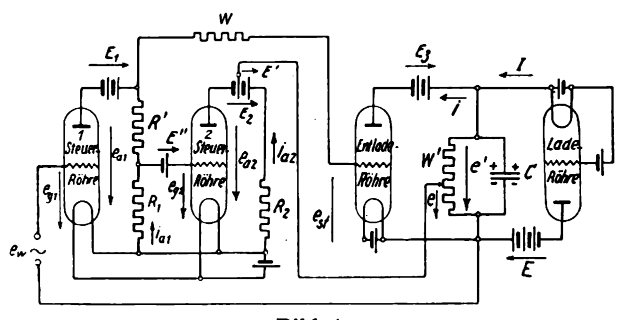



Bild 4.
Strom-Kippvorrichtung für die Zeitablenkung einer Braun'schen Röhre, nebst Kondensator, Laderöhre und Steuerspannung $e_w$.

die gegenseitige Lage der beiden Kurven ein wenig. Wächst I über 1,15 mA hinaus, so ist kein Synchronismus zwischen beiden Kurven vorhanden. Erst wenn I den Wert 1,30 mA überschreitet, stellt sich wieder ein Synchronismus ein, und zwar ist die Frequenz der Kondensatorspannung halb so groß wie die Frequenz der Steuerspannung.

Die in Bild 3 dargestellten Kurven sind bei einer Frequenz $f = 200$ Hertz der Steuerspannung aufgenommen. Genau denselben Verlauf erhält man auch bei höheren Frequenzen: man braucht dazu nur die Eigenfrequenz der Anordnung (die Frequenz der freien Kippschwingung) z. B. durch Verkleinern des Kondensators $C$ in Bild 2a zu erhöhen.

## 2. Elektrostatische Zeitablenkungen, insbesondere für höhere Frequenzen.

### a) Beschreibung der Strom-Kippvorrichtung in Bild 4.

Soll die Zeitablenkung auf dem Schirm einer Braun'schen Röhre etwa 10 cm betragen, so benötigt man für eine normale Röhre von 1 m Länge für eine Anodenspannung von 10 bis 20 kV eine Zeitablenkungsspannung von etwa 1000 V, für eine Glühkathodenröhre von 30 cm Länge für eine Anodenspannung von 400 V (z. B. Western-Röhre) braucht man dagegen nur etwa 100 V. Dies ist somit die Mindestspannung, um die sich die obere und untere Kippspannung ($e_{max}$ und $e_{min}$ in Bild 1a) einer für die Zeitablenkung brauchbaren Strom-Kippvorrichtung voneinander unterscheiden müssen. Außerdem muß man von der Anordnung fordern, daß die Entladezeit

Digitized by Google

des Kondensators gegenüber der Ladezeit möglichst kurz ist und daß die Spannung am Kondensator möglichst proportional der Zeit ansteigt. Das letztere erreicht man, indem man den Kondensator mit konstantem Strom, also über eine im Sättigungsgebiet arbeitende Elektronenröhre auflädt. Wenn die Entladezeit kurz gegenüber der Ladezeit sein soll, muß der Entladestrom während der gesamten Entladezeit den Ladestrom weit übertreffen. Der Kondensator wird daher über eine kleine Elektronenröhre (Laderöhre in Bild 4) geladen, deren Sättigungsstrom etwa 1 mA beträgt, und über eine größere Elektronenröhre (Entladeröhre in Bild 4) entladen, deren Anodenstrom etwa 50 mA erreicht. Diese Röhre erhält eine starke negative Vorspannung, so daß bei entladenem Kondensator überhaupt kein Anodenstrom über sie fließt. Wenn der Kondensator auf einen bestimmten Betrag aufgeladen ist, muß die Steuerspannung der Entladeröhre plötzlich stark positiv werden, so daß ein hoher Anodenstrom fließt, und sie muß solange positiv bleiben, bis der Kondensator auf den gewünschten Betrag entladen ist. Alsdann muß sie wieder plötzlich stark negativ werden.

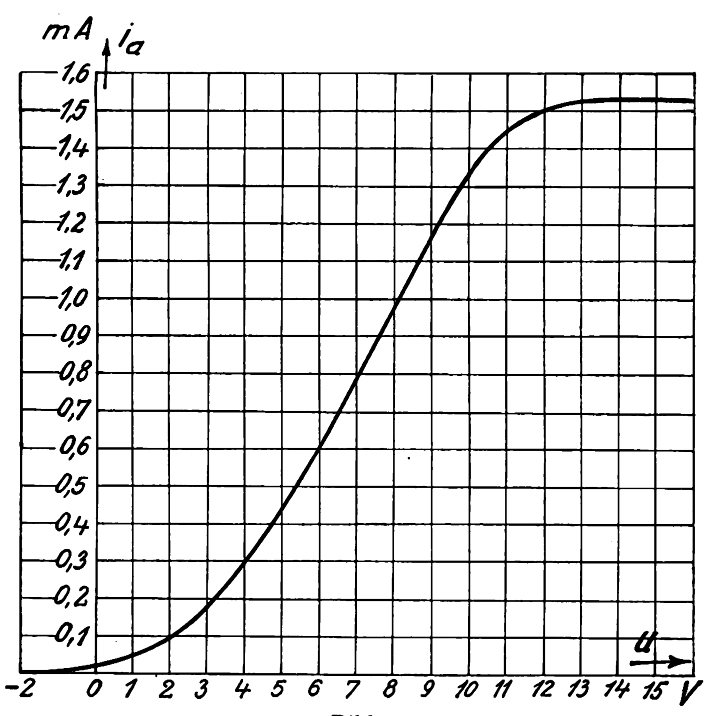



Bild 5.
**Ideelle Kennlinie einer Elektronenröhre für die Anodenspannung Null.**

Zur Erzeugung der Steuerspannung $e_{st}$ der Entladeröhre dienen die beiden Steuerröhren in Bild 4, die zusammen mit den Widerständen $R_1$, $R'$ und $R_2$ einen labilen Widerstandsverstärker[5]) bilden.

Im Bild 4 ist die gesamte Anordnung zur Erzeugung von erzwungenen Kippschwingungen dargestellt. Um die Strom-Kippvorrichtung zu erhalten, muß man die Laderöhre, die Spannung $E$ und den Kondensator C fortlassen und die Klemmen für die Wechselspannung $e_w$ kurz schließen.

[5]) L. B. Turner, The Kallirotron, an aperiodic negative resistance triode combination, Radio Review, 1, S. 317, 1920.

b) Ermittlung der Charakteristik der Strom-Kippvorrichtung in Bild 4.

Durch entsprechende Wahl der Spannungen $E_1$ und $E_2$ in Bild 4 kann man erreichen, daß die Anodenspannungen $e_a$ an den beiden Steuerröhren die Sättigungsspannung nicht unterschreiten. Alsdann kann man annehmen, daß alle Kennlinien der beiden Röhren den gleichen Abstand voneinander haben, daß sie also der Gleichung

$$e_g = -D \cdot e_a + u$$

genügen, wobei $u = u(i_a)$ durch eine Kurve in Bild 5 gegeben ist. Es ist eine ideelle Kennlinie für die Anodenspannung Null.

Für die Anoden- und Gitterkreise der beiden Steuerröhren in Bild 4 gelten folgende Beziehungen:

$$e_{g1} = -D \cdot e_{a1} + u(i_{a1}) \qquad (2)$$

$$e_{g2} = -D \cdot e_{a2} + u(i_{a2}) \qquad (3)$$

$$e_{a1} = E_1 - i_{a1}(R_1 + R') \qquad (4)$$

$$e_{a2} = E_2 - i_{a2} R_2 \qquad (5)$$

$$e_{g1} = -i_{a2} R_2 + E' - e\,^{6)} \qquad (6)$$

$$e_{g2} = -i_{a1} R_1 - E'' \qquad (7)$$

Aus den Gleichungen (3), (5) und (7) erhält man:

$$i_{a1} = \frac{D E_2 - E''}{R_1} - \frac{1}{R_1} u(i_{a2}) - \frac{R_2}{R_1} D\, i_{a2} \qquad (8)$$

und aus den Gleichungen (2), (4) und (6):

$$e = E' + D E_1 - u(i_{a1}) - D(R_1 + R')\, i_{a1} - R_2\, i_{a2} \qquad (9)$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich $e = f(i_{a2})$ und $e = F(i_{a2})$ ermitteln. Nachstehend wird die Rechnung an folgendem Beispiel durchgeführt: $E_1 = 250$ V, $E_2 = 150$ V, $E' = 50$ V, $E'' = -2$ V; $R_1 = 20$ kΩ, $R' = 100$ kΩ, $R_2 = 50$ kΩ, $D = \frac{1}{11.5}$.

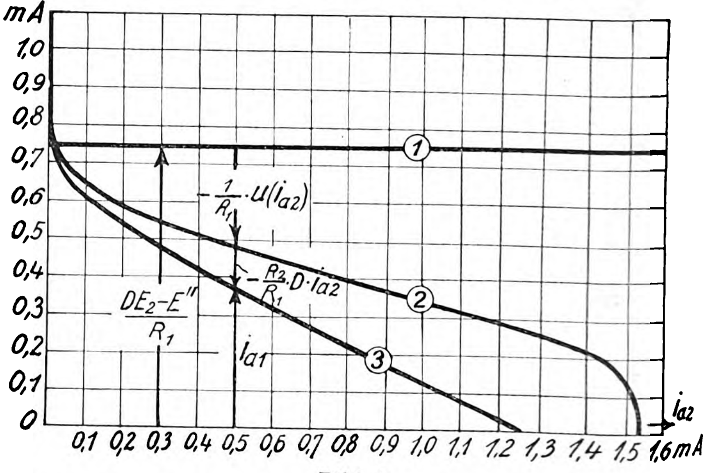



Bild 6.
**Zusammenhang zwischen den Anodenströmen $i_{a1}$ und $i_{a2}$ der beiden Steuerröhren in Bild 4.**

In Bild 6 ist $i_{a1}$ nach Gleichung (8) in Abhängigkeit von $i_{a2}$ dargestellt. Die Ziffern (1) (2) (3) in diesem und in den folgenden Bildern geben die Reihenfolge an, in der die einzelnen Kurven ent-

[6]) Die Klemmen für die Wechselspannung $e_w$ sind kurz zu schließen.

Digitized by Google

standen sind. In Bild 7 stellt die Kurve (4) die Spannung $e = f(i_{a1})$ dar. Sie ist nach Gl. (9) und mit Hilfe der Kurven in Bild 5 und 6 ermittelt. Die Kurve (5): $e = F(i_{a2})$ ist aus der Kurve (4) und dem Bild 6 bestimmt.

Wenn die Spannung $e = 0$ ist, ist nach Bild 7: $i_{a1} = 1{,}53$ mA und $i_{a2} = 0$. Vergrößert man $e$ allmählich, so bleibt $i_{a1}$ zunächst unverändert; steigt $e$ über 43 V, so sinkt $i_{a1}$ bis auf 0,7 mA bei 58 V, alsdann springt $i_{a1}$ auf Null, während $i_{a2}$ umgekehrt von Null auf 1,26 mA springt. Verringert man nun die Spannung $e$, so behalten beide Ströme ihren Wert bei. Erst wenn $e$ unter 10,5 V sinkt, geht $i_{a1}$ plötzlich auf 1,53 mA und $i_{a2}$ von 1,26 mA auf Null zurück.

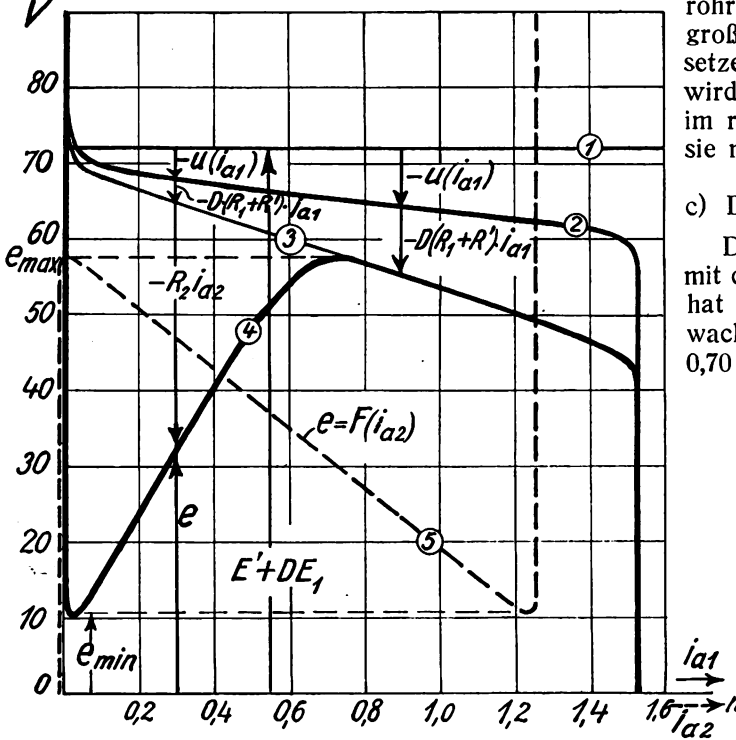



Bild 7.
Die beiden Anodenströme $i_{a_1}$ und $i_{a_2}$ als Funktion der Spannung $e$ in Bild 4.

Die plötzlichen Spannungsänderungen, die hierbei an den Widerständen $R_1$, $R'$ und $R_2$ auftreten, werden zum Umsteuern der Entladeröhre benutzt. Nach Bild 4 ist:

$$e_{st} = -E' + e + i_{a2} R_2 - i_{a1}(R_1 + R') \qquad (10)$$

Nach dieser Gleichung ist in Bild 8 die Steuerspannung $e_{st}$ in Abhängigkeit von der Spannung $e$ am Kondensator gezeichnet und hieraus in Bild 9 (mit Hilfe der Kennlinien der Entladeröhre) die Charakteristik der Strom-Kippvorrichtung, d. h. die Spannung $e'$ als Funktion des Anodenstromes $i$ der Entladeröhre. Hierbei ist $E_3 = 300$ V und $e' = 2 \cdot e$ angenommen, als Entladeröhre diente die Telefunkenröhre RV 218. Außerdem ist der Widerstand $W$ so groß gewählt, daß die Gitterspannung infolge des einsetzenden Gitterstromes nicht nennenswert positiv wird. Wenn $W$ verkleinert wird, so fällt die Spitze im rechten Teil der Kurve in Bild 9 schließlich fort, sie nähert sich mehr dem Verlauf in Bild 1c.

c) Diskussion der Kurven in Bild 5—9.

Die in Bild 4 dargestellte Strom-Kippvorrichtung mit den Zahlenwerten des vorangehenden Abschnittes hat den Nachteil, daß der Strom $i_{a1}$ nach Bild 7 bei wachsender Spannung allmählich von 1,53 mA bis auf 0,70 mA abnimmt. Die hierdurch bewirkte stetige

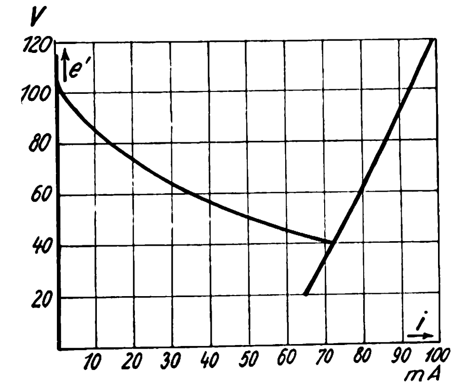



Bild 9.
Charakteristik der Strom-Kippvorrichtung in Bild 4.

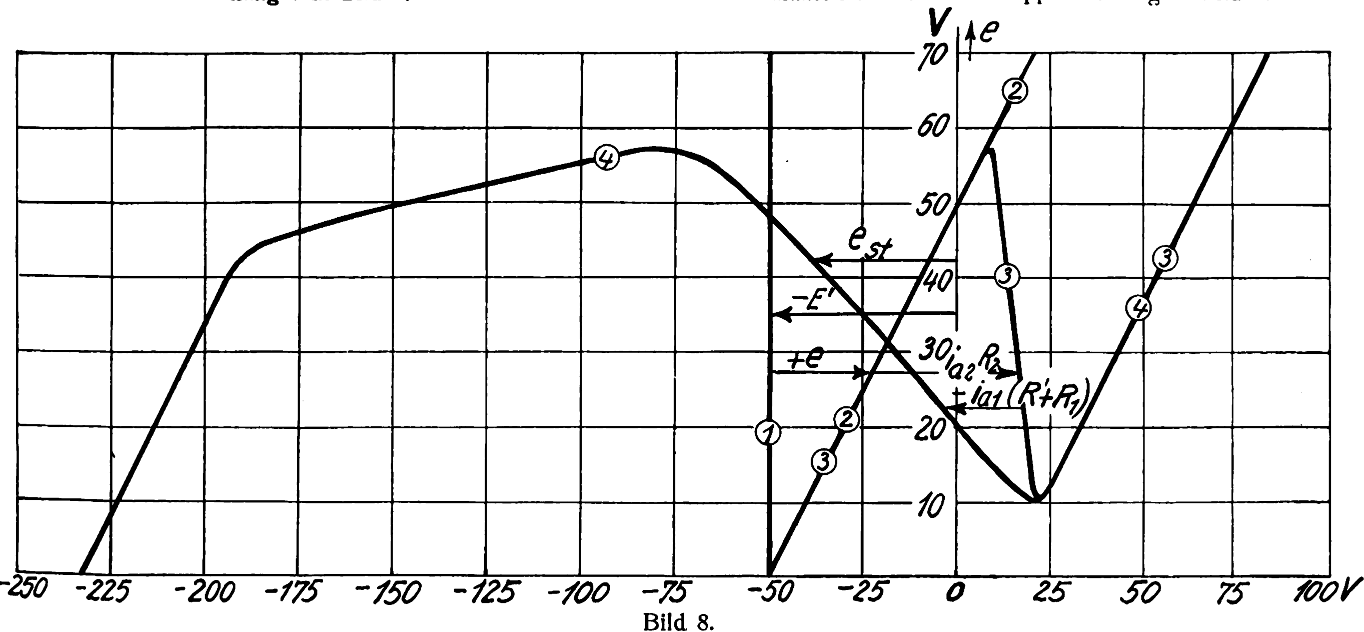



Bild 8.
Die Gitterspannung $e_{st}$ der Entladeröhre in Abhängigkeit von der Spannung $e$ in Bild 4.

Digitized by Google

Spannungsänderung an den Widerständen $R_1$ und $R'$ geht für die Umsteuerung der Steuerröhre verloren. Zwar kann man durch Vergrößerung von R′ den Spannungssprung vergrößern, doch muß dann die Gleichspannung $E_1$ unangenehm hoch gewählt werden. Die stetige Abnahme des Anodenstromes $i_{a1}$ ist nach Bild 7 (Kurve 4) und Bild 6 darauf zurückzuführen, daß der Anodenstrom $i_{a2} = 0$ ist, wenn $i_{a1} > 0{,}8$ mA wird.

Will man die stetige Abnahme des Anodenstromes beseitigen, so muß man dafür sorgen, daß auch noch für $i_{a1} = 1{,}53$ mA der Anodenstrom der zweiten Röhre $i_{a2} > 0$ ist, daß also die Kurve (3) in Bild 6 steiler verläuft. Man erreicht dies gemäß Bild 6 durch Verkleinerung von $R_1$. Wählt man z. B. $R_1$ halb so groß, so ist $i_{a2} = 0$, wenn $i_{a1} = 1{,}6$ mA erreicht. Die Kurve (4) in Bild 7 beginnt zwar wieder bei $e_{min} = 10{,}5$ V, doch verläuft sie flacher, so daß sie erst wesentlich später mit der Kurve (3) zusammenkommt. Alsdann ändert sich $i_{a1}$ bei wachsender Spannung überhaupt nicht mehr stetig. Doch hat die Verkleinerung von $R_1$ außerdem zur Folge, daß die obere Kippspannung $e_{max}$ ein wenig abnimmt (vgl Bild 7).

Den Unterschied zwischen $e_{max}$ und $e_{min}$ kann man nach Bild 7, Kurve (4) dadurch steigern, daß man das Produkt $R_2 \cdot i_{a2}$ vergrößert, indem man also $R_2$ vergrößert und außerdem für die zweite Steuerröhre eine Röhre mit größerer Steilheit (vgl. Bild 6) wählt. Leider müssen alsdann die Batteriespannungen $E_2$ und $E'$ entsprechend vergrößert werden, so daß man zur Erzielung hoher Zeitablenkungsspannungen an zwei Stellen eine hohe Gleichspannung braucht, nämlich für $E$ und $E_2$.

Deswegen ist es vorteilhafter, wenn man in Bild 7 den Unterschied $e_{max} - e_{min}$ in der Größenordnung von 10 bis 20 V wählt, dafür aber das Verhältnis $\frac{e'}{e}$ (vgl. Bild 4) entsprechend vergrößert.

Der als Spannungsteiler benutzte Widerstand $W$ in Bild 4 nimmt bei wachsender Spannung $e'$ einen immer größeren Strom auf. Damit sich die Steilheit der Spannungskurve $e' = f(t)$ höchstens um 5% ändert, darf der über $W$ fließende Strom höchstens $\frac{e'}{W'} := 0{,}05 \cdot I = 0{,}05$ mA werden, also muß für $e' = 120$ V der Widerstand $W' = 2{,}4\ M\Omega$ betragen.

### d) Brauchbarkeit der Strom-Kippvorrichtung in Bild 4 bei höheren Frequenzen.

Dieses Verfahren zur Vergrößerung des Unterschiedes zwischen oberer und unterer Kippspannung ist nur bei geringeren Frequenzen anwendbar. Derjenige Teil des Widerstandes von $W'$, an dem $e$ abgegriffen wird, liegt nämlich im Gitterkreis der Entladeröhre und dient im Verein mit $W$ dazu, die Zeit zu verlängern, die für das Laden des Gitters der Entladeröhre beim Kippen benötigt wird.

Nehmen wir z. B. an, daß die Kapazität zwischen Gitter und Heizfaden der Entladeröhre $C_g = 20\ \mu\mu F$ betrage. Die Spannungen an den Widerständen $R_1$, $R'$ und $R_2$ mögen sich beim Kippen augenblicklich einstellen. Der auf den Kondensator fließende Strom $i$ ist dann bestimmt durch die Gleichung

$$E = i \cdot R + \frac{1}{C_g} \cdot \int i\, dt$$

wobei $R = W + \frac{e}{e'} W' + R_1 + R' + R_2$ ist.

Der zeitliche Verlauf der Gitterspannung der Entladeröhre erfolgt also nach der Gleichung:

$$e_g = E_1 + (E_2 - E_1) \cdot e^{-\alpha t}, \tag{11}$$

wobei $E_1$ die Spannung an den Widerständen $R_1$, $R'$ und $R_2$ nach dem Kippen und $E_2$ dieselbe Spannung vor dem Kippen bezeichnet und $\alpha = \frac{1}{C_g \cdot R}$ ist.

Wenn der Kondensator $C$ in Bild 4 auf $e'_{min}$ entladen ist, ist nach Bild 8: $E_1 = -220$ V, $E_2 = 20$ V, die Anodenspannung der Entladeröhre beträgt dabei

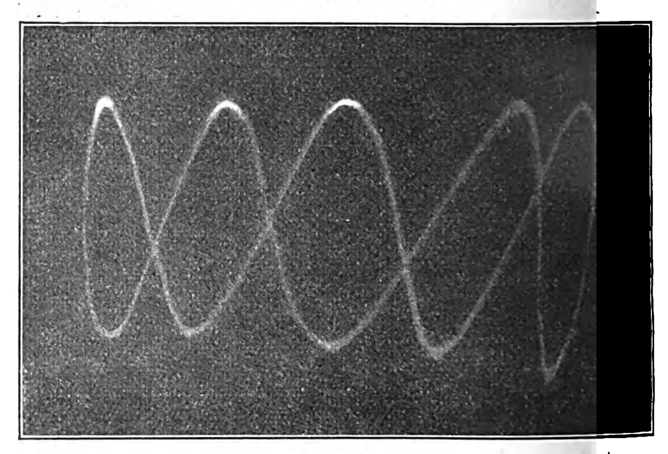


Bild 10a.
Aufnahme der Schwingspannung eines Röhrengenerators mit der Anordnung nach Bild 4 bei einem Widerstand $R = 2\ M\Omega$, $f = 115000$ Hertz.

300 V. Aus der Kennlinie der Entladeröhre ergibt sich, daß die Gitterspannung mindestens auf $e_g = -40$ V sinken muß, damit die Entladung aussetzt. Die hierzu erforderliche Zeit erhält man nach Gleichung (11) zu $t = 12 \cdot 10^{-6}$ sec, wobei der Gesamtwiderstand zu $R = 2\ M\Omega$ angenommen ist.

Aehnlich findet man die Zeit, die für das Umsteuern der Entladeröhre bei geladenem Kondensator $C$ notwendig ist. Insgesamt ergibt sich eine Zeit von der Größenordnung $25 \cdot 10^{-6}$ sec.

Dies ist die Mindestdauer der Entladezeit des Kondensators $C$. Will man also mit einer solchen Anordnung eine Spannung von der Frequenz $10^5$ Hertz untersuchen, so werden schon beim Rückgang der Zeitablenkungsspannung rund 2½ Perioden beschrieben, der Hingang muß mindestens ebenso lang sein, so daß man auf dem Schirm der Braunschen Röhre mindestens 5 Perioden der zu untersuchenden Spannung erhält.

Die Aufnahme in Bild 10a bestätigt diese Ergebnisse. Nimmt man in Bild 4 die Widerstände $W$ und $W'$ fort, so geht die Entladezeit stark zurück, man erhält die Aufnahmen in Bild 10b u. c. Doch ist hier die Entladezeit immer noch in der Größenordnung $10^{-5}$ sec, also wesentlich größer, als sich aus der statischen Charakteristik ergibt. Dies liegt daran,

Digitized by Google

daß beim Kippen die Anoden-Heizfaden-Kapazitäten sowie die Gitter-Heizfaden-Kapazitäten der beiden Steuerröhren über die Widerstände $R_1$, $R'$ und $R_2$ aufgeladen werden müssen; erst nach Ablauf dieser Zeit kann der Kondensator entladen werden.

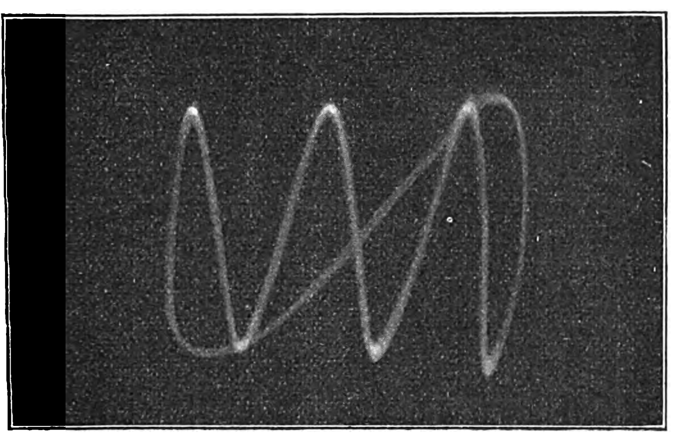


Bild 10b.
Dieselbe Aufnahme wie im Bild 10a bei einem Widerstand $W = W' = 0$, $f = 115000$ Hertz.

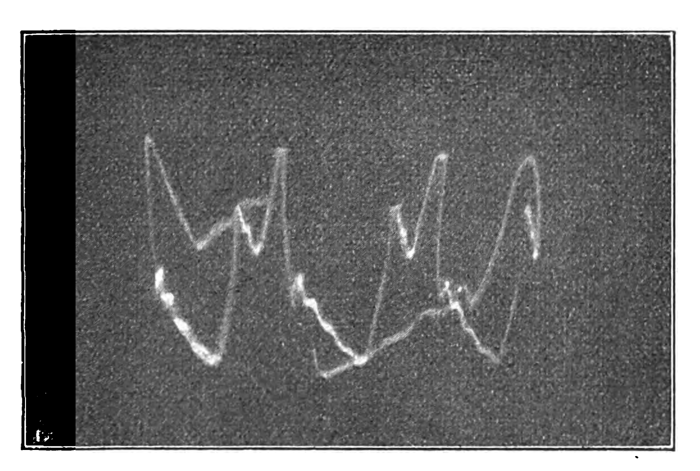


Bild 10c.
Aufnahme des Anodenstromes eines Röhrengenerators mit der Anordnung nach Bild 4 bei einem Widerstand $W = W' = 0$, $f = 115000$ Hertz.

e) Beschreibung einer Strom-Kippvorrichtung mit besonders kurzen Kippzeiten.

Will man die Entladezeit verkürzen, so muß man die Widerstände verkleinern, über die die Kapazitäten aufgeladen werden, also insbesondere $R_1$, $R'$ und $R_2$. Dies ist nur möglich, wenn man gleichzeitig die Anodenströme $i_{a1}$ und $i_{a2}$ vergrößert, also größere Elektronenröhren verwendet. In Bild 11 ist dies durchgeführt, und zwar ist an Stelle der beiden Einzelröhren eine Doppelgitterröhre benutzt. Außerdem erfolgt hier die Spannungsteilung am Kondensator $C$ mittels einer Hilfsröhre. Ihre Anodenspannung ist stets negativ, so daß kein Anodenstrom fließt. Die Gitterspannung ist positiv ($E_g = 30$ V), außerdem liegen im Gitterkreis große Widerstände im Betrage von 20 000 Ohm. Der Gitterstrom ist in Abhängigkeit von der Anodenspannung in Bild 12 dargestellt. Beim Laden des Kondensators $C$ steigt die Spannung $e$ allmählich an. Durch passende Wahl der Gitterspannung und der Gitterwiderstände kann das Verhältnis $\frac{e}{e'}$ beliebig klein gewählt werden, ohne daß die Spannung $e'$ beeinflußt oder die Entladung wesentlich verzögert wird. Mit einer ähnlichen Anordnung wie in Bild 11 konnten Spannungen bis zu $4 \cdot 10^5$ Hertz aufgenommen werden, doch dürfte hiermit noch keineswegs die obere Grenze erreicht sein.

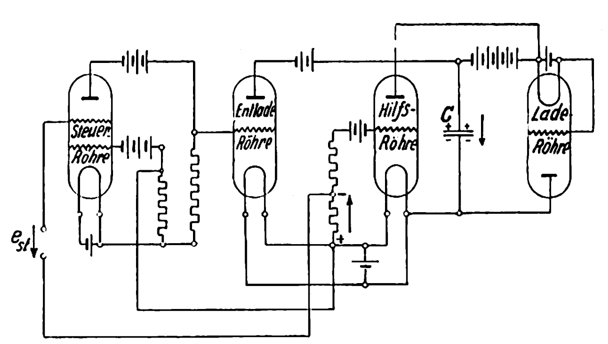



Bild 11.
Strom-Kippvorrichtung nebst Laderöhre, Kondensator und Steuerspannung für hohe Frequenzen.

### 3. Magnetische Zeitablenkungen.

a) Das Kippen bei Spannungs-Kippschwingungen.

Für die magnetische Zeitablenkung einer Braunschen Röhre braucht man einen Hilfsstrom von etwa 50 mA. Bei diesem kleinen Strom werden aber sehr viele Windungen für die Zeitablenkungsspulen benötigt, so daß ihre Induktivität ziemlich groß wird (der Größenordnung nach 0,1 Henry). Doch wirkt

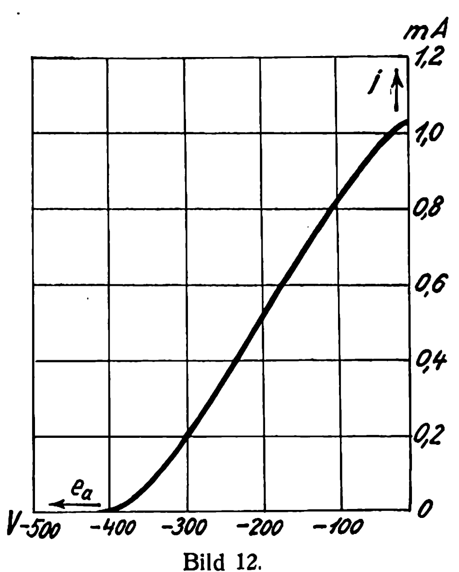



Bild 12.
Der Gitterstrom der Hilfsröhre in Bild 11 in Abhängigkeit von ihrer Anodenspannung.

sie nicht störend, da für die Spannungs-Kippschwingungen nach Bild 2b ohnehin beträchtliche Induktivitäten (z. B. 20 Henry für die Frequenz $f = 100$ Hertz) erforderlich sind.

Zu den Spannungs-Kippschwingungen ist allgemein zu bemerken, daß die Eigenkapazität der Spule in Bild 2b nicht ohne weiteres vernachlässigt werden kann. Genügt die Spannung $E$ in dieser An-

Digitized by Google

ordnung der Gleichung 1 b, so steigt der Strom $i$ gemäß der Gleichung

$$E = e + iR + L\frac{di}{dt} \qquad (12)$$

bis zu seinem oberen Grenzwert $i_{max}$ an; $e$ bezeichnet hierbei die Spannung an der Kippvorrichtung. Da hernach $L\frac{di}{dt}$ immer noch positiv ist, so muß der Spulenstrom weiter wachsen. Daher fließt von der Spulenkapazität in Bild 13 ein Strom in die Spule, die Spannungen $e_c$ und $e$ steigen rasch an. Der Strom $i$ durch die Kippvorrichtung nimmt mit

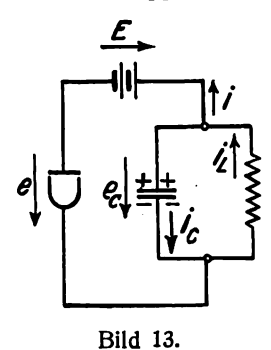



Bild 13.
**Ströme und Spannungen während des Kippens.**

wachsender Spannung $e$ gemäß Bild 1 b bis auf seinen unteren Grenzwert ab und steigt dann wieder an, und zwar solange, bis er gleich dem Spulenstrom $i_L$ wird. Dies wird durch das Oszillogramm in Bild 14 a bestätigt. Die Stromkurve hat nach ihrem Maximum

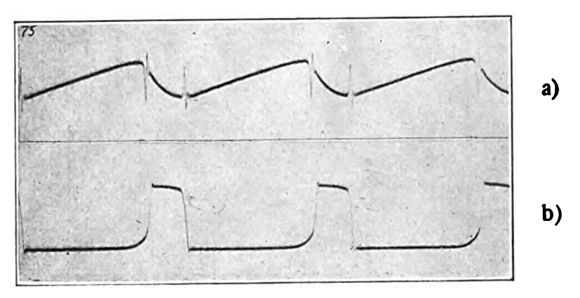



Bild 14.
**Zeitlicher Verlauf des durch die Spannungs-Kippvorrichtung fließenden Stromes $i$ und der Spannung $e$ an der Kippvorrichtung.**

eine Spitze nach unten, der Kippstrom $i$ durchläuft also tatsächlich beim Kippen den zweiten und dritten Zweig der Charakteristik in Bild 1 b.

Da nach dem Kippen $L\frac{di}{dt} < 0$ ist, so nimmt der Spulenstrom allmählich bis auf $i_{min}$ ab. Da er auch weiterhin abnehmen muß, so fließt ein Strom von der Kapazität in die Spule, die Eigenkapazität wird wieder entladen, der Strom $i$ durchläuft rasch den zweiten und ersten Zweig der Charakteristik in Bild 1 b. Die Stromkurve hat also unmittelbar nach dem Entladen entsprechend dem Bilde 14 a eine Spitze nach oben. In Bild 14 b ist der zeitliche Verlauf der Spannung an der Kippvorrichtung wiedergegeben.

Das Kippen erfordert eine um so größere Zeit, je größer die Eigenkapazität der Spule ist. In den Aufnahmen betrug sie 0,001 $\mu F$ bei einer Induktivität von $L \approx 100$ Henry, die Frequenz war $f \approx 100$ Hertz. Ist im Grenzfalle $C = 0$, so springt die Spannung $e$ augenblicklich von $e_0$ auf $e_{max}$, die Spitzen des Stromes $i$ in Bild 14 a fallen dann fort. Diese Spitzen sind natürlich im Strom $i_L$, der durch die Spule fließt (vgl. Bild 13), auch sonst nicht vorhanden.

### b) Kippen bei Elektronenröhren in Dynatronschaltung.

Legt man an das Gitter einer beliebigen Elektronenröhre eine hohe positive Spannung (Dynatronschaltung), so hat der Anodenstrom den in Bild 15

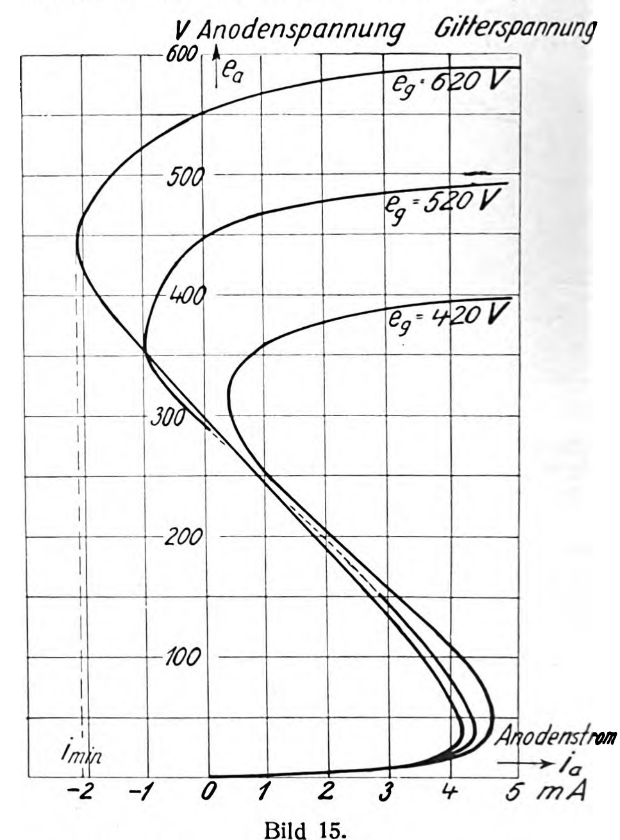



Bild 15.
**Kennlinien einer Elektronenröhre in Dynatronschaltung.**

gezeichneten Verlauf. An diesen Kennlinien fällt besonders auf, daß der Anodenstrom bei hoher positiver Gitterspannung sogar negativ wird. Da man für die Zeitablenkung einen recht großen Unterschied zwischen $i_{max}$ und $i_{min}$ benötigt, so erscheinen diese Kennlinien für die Zwecke einer Zeitablenkung besonders geeignet. Doch stimmen sie nicht mehr mit der in Bild 1 b angegebenen Grundform überein, so daß der zeitliche Verlauf der Kippschwingungen für diesen Fall erneut untersucht werden muß.

Bei der Entladung der Spule nimmt der Strom auch bei der Gitterspannung von 620 V in Bild 15 bis auf $i_{min}$ ab, weil bis zu diesem Punkte nach Gleichung (12) $L\frac{di}{dt} < 0$ ist. Hernach wird in der oben beschriebenen Weise der zweite und der erste Zweig der Charakteristik durchlaufen. Da jedoch der Anodenstrom bei der Anodenspannung Null nicht negativ werden kann, der erste Zweig der Charakteristik also im Nullpunkte endigt, so wird der Strom über die Röhre völlig gesperrt. Die Folge davon ist, daß durch das magnetische Feld der Spule die Eigenkapazität stark negativ aufgeladen und dann unter

Digitized by Google

Umkehrung der Stromrichtung entladen wird. Der Spulenstrom wächst dabei schnell auf einen positiven Wert an, der Strom durch die Kippvorrichtung setzt erst dann ein, wenn die Spannung $e = E + e_c = 0$ wird (vgl. Bild 13). Der Spulenstrom steigt natürlich erst dann gleichmäßig an, wenn vom Kondensator kein Strom mehr fließt.

In den drei Oszillogrammen des Bildes 16a ist der zeitliche Verlauf des Stromes durch die Kippvorrichtung dargestellt. Damit die Vorgänge besser sichtbar werden, ist in der ersten Kurve eine Zusatzkapazität von 0,002 $\mu F$, in der zweiten eine solche von 0,001 $\mu F$, parallel zur Spule geschaltet. Bei der

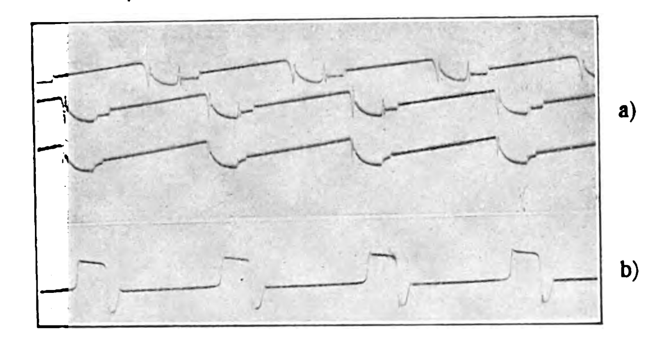



Bild 16.
a) Zeitlicher Verlauf des Stromes durch eine Spannungs-Kippvorrichtung mit einer Kennlinie nach Bild 15 ($e_g = 620$ V)
b) Zeitlicher Verlauf der Spannung an dieser Kippvorrichtung.

dritten Aufnahme war nur die Eigenkapazität der Spule wirksam. Man erkennt deutlich, daß der Strom nach dem Zurückkippen eine Zeitlang gleich Null ist und daß er dann bei einem höheren Wert einsetzt. Die folgende Aufnahme zeigt den Verlauf der Spannung an der Kippvorrichtung bei einer Zusatzkapazität von 0,001 $\mu F$.

### c) Verbesserung der Kennlinie einer Elektronenröhre in Dynatronschaltung.

Durch diese Vorgänge wird ein großer Teil der Stromkurve für die Zeitablenkung unbrauchbar. Die

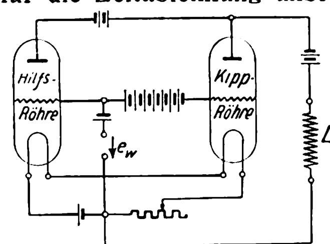



Bild 17.
Schaltung zur Verbesserung der Kennlinie einer Elektronenröhre in Dynatronschaltung.

besprochenen unangenehmen Erscheinungen würden fortfallen, wenn die Charakteristik der Spannungs-Kippvorrichtung in Bild 15 nicht im Nullpunkte endigen, sondern in der Abszissenachse ihre Fortsetzung finden würde. Dies kann man dadurch verwirklichen, daß man parallel zu der Dynatronröhre nach Bild 17 eine zweite Elektronenröhre schaltet, die einen konstanten Strom durchläßt, also im Sättigungsgebiet arbeitet. Dadurch wird die Kennlinie $a$ in Bild 18 nach rechts verschoben, gleichzeitig wird das

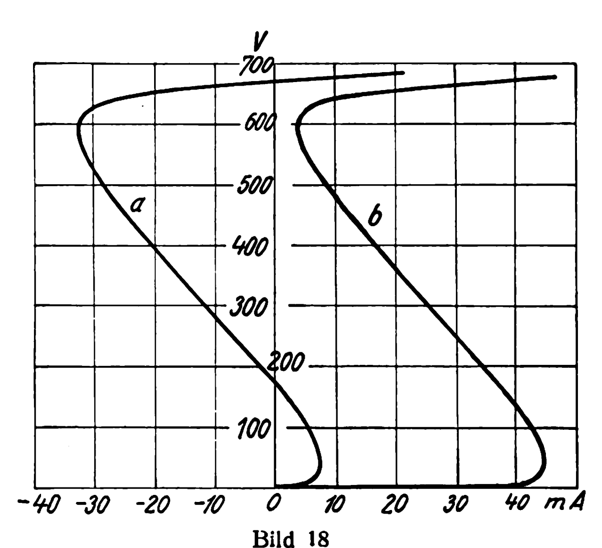



Bild 18
Veränderung der Kennlinie einer Elektronenröhre in Dynatronschaltung durch eine parallel geschaltete, im Sättigungsgebiet arbeitende Elektronenröhre.

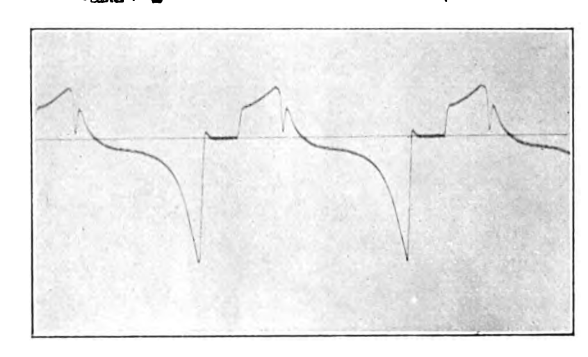


Bild 19a.
Zeitlicher Verlauf des Stromes durch eine Elektronenröhre in Dynatronschaltung.

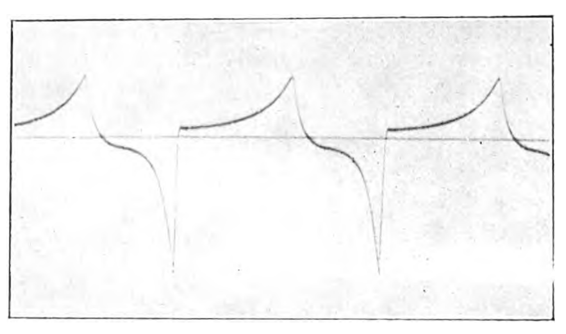


Bild 19b.
Zeitlicher Verlauf desselben Stromes wie in Bild 19a, jedoch im Falle eines periodischen Überschlags.

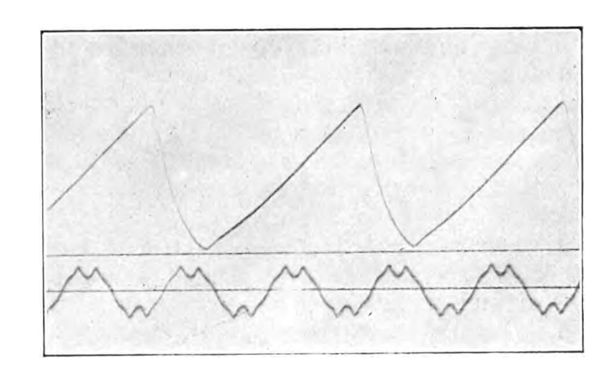


Bild 19c.
Zeitlicher Verlauf des Stromes in der Anordnung nach Bild 17.

Digitized by Google

Stück der Abszissenachse bis zum Nullpunkt gemäß der Kurve *b* in Bild 18 zu einem Teil der Kennlinie. Sie hat also in ihrem ersten Teil sogar den ideellen Verlauf gemäß Bild 1d.

Die oszillographischen Aufnahmen in Bild 19 zeigen, wie die Kurvenform des Kippstromes durch die Abänderung der gewöhnlichen Dynatronschaltung gemäß Bild 17 verbessert wird. Die Kurve in Bild 19a hat den erwarteten Verlauf wie in Bild 16, nur daß die Spitzen infolge der Trägheit der Schleife zum Teil fehlen. Bei dieser Aufnahme war parallel zur Induktivität eine Zusatzkapazität von 0,003 $\mu F$ geschaltet. In Bild 19b war dagegen keine Zusatzkapazität vorhanden. Da die Eigenkapazität der Spule sehr klein war, so stieg die Spannung beim Zurückkippen auf 10 bis 20 kV an, so daß im Innern der Spule ein Ueberschlag erfolgte. Dies war schon äußerlich durch ein Geräusch wahrzunehmen, konnte aber durch Parallelschalten einer Funkenstrecke zur Spule leicht bewiesen werden. Ein Luftweg von 1 cm wurde glatt überschlagen, gleichzeitig blieb die Kurvenform der Kippschwingung unverändert. Der eigentümliche Verlauf dieser Kurve ist im übrigen auf den Einfluß des Eisens zurückzuführen.

Ebenso bewirkt das Eisen die Krümmung der Kurve in Bild 19c. Mit wachsendem Strom wird die Induktivität kleiner, gemäß der Gleichung $E = L\,\frac{di}{dt}$ wächst also $i$ immer schneller an, die Stromkurve wird nach oben gekrümmt. Da der Widerstand der Spule gerade eine umgekehrte Krümmung bewirkt, so kann man leicht erreichen, daß der Anstieg des Stromes

$$\frac{di}{dt} = \frac{E - i \cdot R}{L}$$

praktisch konstant bleibt.

Die Anordnung nach Bild 17 hat den Nachteil, daß für das Gitter verhältnismäßig hohe Gleichspannungen benötigt werden, außerdem werden die Elektronenröhren sehr hoch beansprucht. Man muß verhältnismäßig große Senderöhren verwenden, wenn die Differenz $i_{max} - i_{min}$ den Betrag von 50 mA erreichen soll. Schließlich wird durch den starken Gitterstrom die Steuerspannung erheblich belastet.

### d) Beschreibung der Spannungs-Kippvorrichtung in Bild 20.

Diese Nachteile fallen in der Anordnung nach Bild 20 fort, wo die Kippröhre die gewünschte Charakteristik nach Bild 1b hat. Die doppelte Umkehr in der Charakteristik (vor dem zweiten und vor dem dritten Teil in Bild 1b) wird prinzipiell dadurch bewirkt, daß der untere und der obere Knick der Charakteristik einer Elektronenröhre ausgenutzt wird. Parallel zur Kippröhre sind nämlich zwei Steuerröhren geschaltet, deren Anodenstrom in Abhängigkeit von der Anodenspannung $e_a$ ähnlich wie $i_a = f(u)$ in Bild 5 verläuft. Würde man durch die Anodenströme $i_{a1}$ und $i_{a2}$ an einem Widerstand $R_1$ einen Spannungsabfall erzeugen und ihn in geeigneter Weise auf das Gitter der Kippröhre wirken lassen, so könnte man erreichen, daß die Gitterspannung $e_g$ der Anodenspannung $e_a$ der Kippröhre so stark entgegenwirkt, daß der Anodenstrom von einem gewissen Wert an bei wachsender Anodenspannung abnimmt. Sobald die Anodenströme $i_{a1}$ und $i_{a2}$ das Sättigungsgebiet erreicht haben, rufen sie keine Aenderungen mehr hervor, die Gitterspannung $e_g$ der Kippröhre bleibt konstant, ihr Anodenstrom $i_a$ steigt also mit wachsender Anodenspannung $e_a$ wieder an.

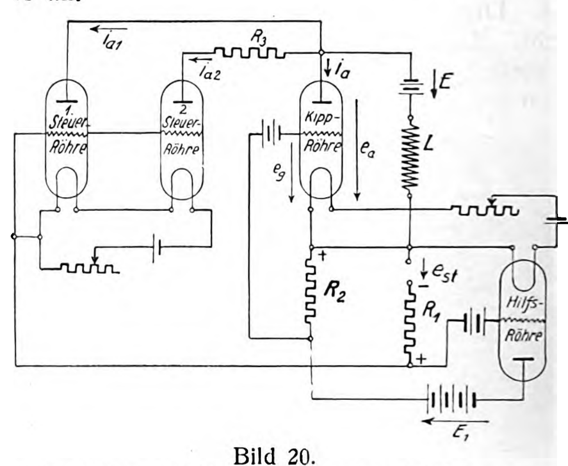



Bild 20.
Spannungs-Kippvorrichtung mit geringen Hilfsspannungen.

Leider läßt sich diese Idee nicht so einfach verwirklichen, da man an einem Widerstand $R_1$ nur eine Spannung erzeugen kann, die das Gitter der Kippröhre positiv vorspannt. Man benötigt daher noch eine Hilfsröhre, durch die eine Umkehr der Spannungsrichtung (vgl. die Spannungen an $R_1$ und $R_2$) bewirkt wird.

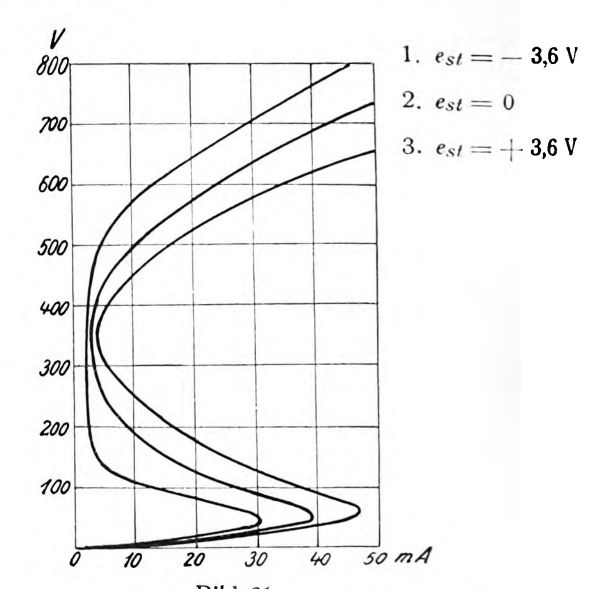



Bild 21.
Kennlinien der Spannungs-Kippvorrichtung in Bild 20 für verschiedene Steuerspannungen $e_{st}$.

Die beiden ersten Röhren in Bild 20 haben an sich die gleiche Funktion. Im Anodenkreis der zweiten Röhre liegt ein Widerstand $R_3$ von etwa 0,1 M$\Omega$. Bei wachsendem Anodenstrom $i_{a2}$ tritt an ihm ein immer größerer Spannungsabfall auf. Dies hat zur Folge, daß die Anodenkennlinie der zweiten Röhre sehr stark abgeflacht wird. Erst wenn $e_a \approx 400$ V ist, erreicht $i_{a2}$ seinen Sättigungswert. Der Widerstand im Anodenkreise der zweiten Röhre bewirkt also, daß der fallende Teil der Kennlinie in Bild 21 im Mittel sehr

Digitized by Google

flach verläuft. Dies ist notwendig, wenn die Entladezeit der erzwungenen Kippschwingung kurz gegenüber der Ladezeit sein soll.

Die erste Steuerröhre bewirkt gerade umgekehrt einen steilen Abfall des zweiten Teiles der Charakteristik. Dies ist zu Beginn des fallenden Teils erwünscht, damit er möglichst scharf einsetzt, die Charakteristik also der Form in Bild 1b möglichst nahekommt.

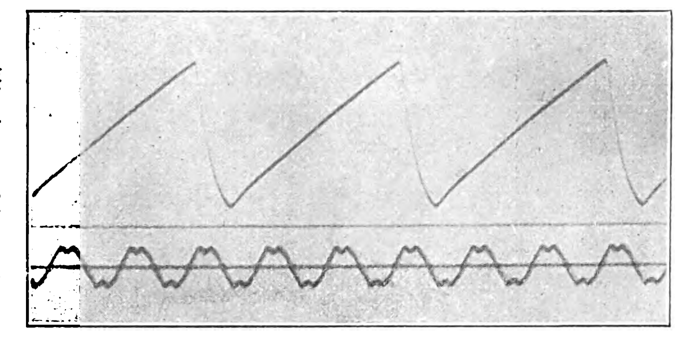


Bild 22a.

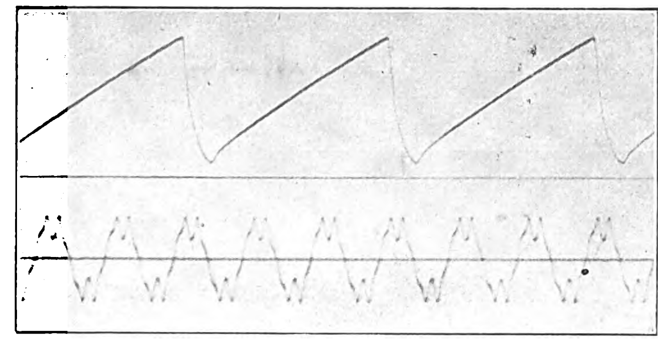


Bild 22b.

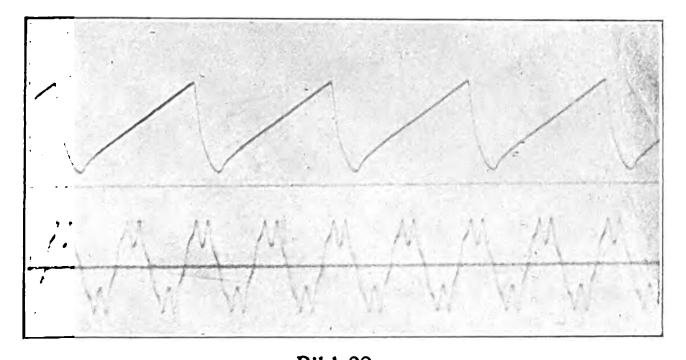
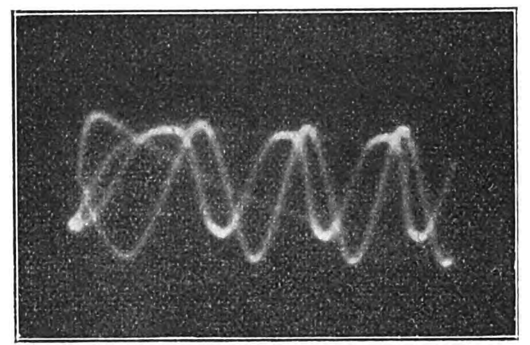


Bild 22c.
Zeitlicher Verlauf der Steuerspannung und des Stromes durch die Spannungs-Kippvorrichtung in Bild 20.

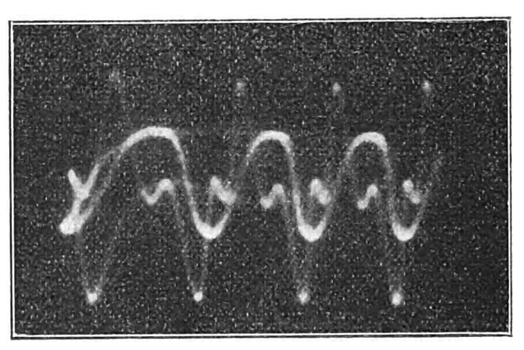
Ähnlich wie für die Strom-Kippvorrichtung in Bild 4 kann man auch für die Spannungs-Kippvorrichtung in Bild 20 die Charakteristik rechnerisch ermitteln. Die Durchführung dieser Rechnung ist empfehlenswert, wenn man den Einfluss der einzelnen Größen zahlenmäßig erkennen will. In Bild 21 ist die experimentell aufgenommene Charakteristik dargestellt, und zwar für verschiedene Spannungen $e_{st}$ im Gitterkreis der Hilfsröhre. Wegen der starken Abhängigkeit der Charakteristik von dieser Spannung ist eine statische Steuerung der Spannungs-Kippvorrichtung durch eine Wechselspannung an dieser Stelle



$f = 1000/\text{sec}$

$L = 0{,}01\ Hy$

Bild 23a.
Induktive Belastung.

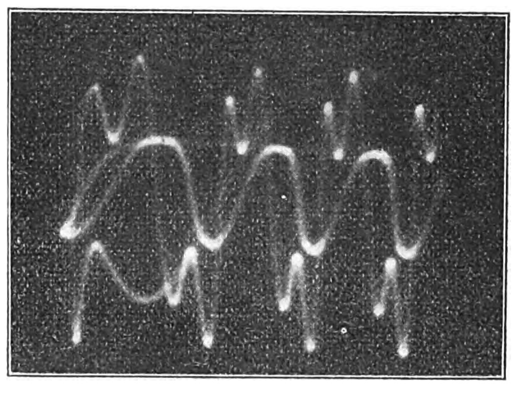


$f = 1000/\text{sec}$

$C = 1{,}1\ \mu F$

$L = 0{,}002\ Hy$

Bild 23b.
Kapazitive Belastung.

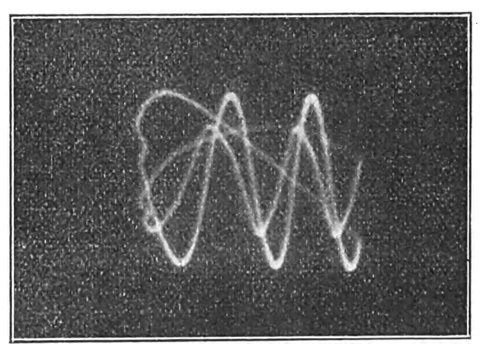


$f = 1000/\text{sec}$

$C = 1{,}7\ \mu F$

$L = 0{,}002\ Hy$

Bild 23c.
Kapazitive Belastung.



$f = 1000/\text{sec}$

$L = 0{,}005\ Hy$

Bild 23d.
Induktive Belastung.
Aufnahmen von Strom und Spannung mit Hilfe einer Braun'schen Röhre.


Digitized by Google

möglich, und zwar reichen ziemlich kleine Spannungen hierzu aus. Besonders angenehm ist noch, daß man die Frequenz der erzwungenen Kippschwingung durch die Größe der Steuerspannung $e_{st}$ beeinflussen kann. In den Oszillogrammen in Bild 22 ist der zeitliche Verlauf der Steuerspannung $e_{st}$ und des Anodenstromes $i_a$ der Kippröhre dargestellt. Die Steuerspannung wurde hierbei von 2,2 V auf 5 V und schließlich auf 5,4 V vergrößert.

e) Versuche mit der Spannungs-Kippvorrichtung nach Bild 20.

Die Aufnahmen in Bild 23 zeigen die Verwendbarkeit der Spannungs-Kippvorrichtung nach Bild 20 für die Zeitablenkung einer Braun'schen Röhre. Es wurde eine normale abgeschmolzene Röhre von 1 m Länge für eine Anodenspannung von 15 kV benutzt. Die Belichtungsdauer der Photoplatten (Andresaplatten) betrug 5 Sek. Die Kurve mit der kleineren Amplitude stellt in allen Fällen die Spannung einer Hochfrequenzmaschine dar. Die Kurve mit der größeren Amplitude gibt den zugehörigen Strom an, und zwar in a und d bei induktiver und in b und c bei kapazitiver Belastung. Die Kurven wurden unmittelbar nacheinander aufgenommen. Mit Hilfe eines rotierenden Umschalters kann man auch beide Kurven gleichzeitig auf dem Schirm der Braun'schen Röhre sichtbar machen.

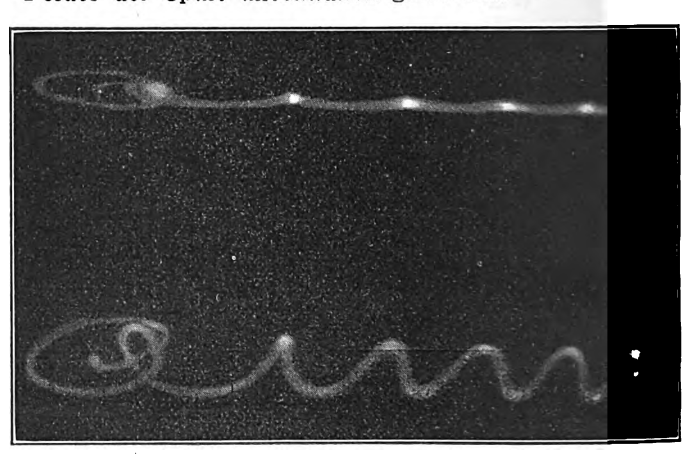
Da die Steuerspannung bei derselben Einstellung stets dieselbe Phasenlage zu der erzwungenen Kippschwingung hat, so geben die aufgenommenen Kurven Strom und Spannung in ihrer gegenseitigen Lage an. Man erkennt deutlich die Nacheilung des Stromes bei induktiver und die Voreilung bei kapazitiver Belastung. Die Spannungskurve wurde in den drei ersten Aufnahmen statisch mit Hilfe von Aussenelektroden aufgenommen. Die Aufladungen der Glaswand bewirkten hier eine Verschiebung des Nullpunktes und außerdem eine Verzerrung der Kurve.

In Bild 23d wurde die Spannung einer andern Hochfrequenzmaschine verwandt. Außerdem wurde auch die Spannungskurve magnetisch, also über einen großen Widerstand (ähnlich wie beim Oszillographen) aufgenommen. Die Frequenz betrug in allen Fällen 1000 Hertz.

Die Aufnahmen in Bild 24b und c zeigen die Spannungskurve einer Hochfrequenzmaschine bei 8000 Hertz. Bei dieser Frequenz bildeten die Zeitablenkungsspulen bereits einen nennenswerten Bestandteil der Induktivität L zur Erzeugung der erzwungenen Spannungs-Kippschwingungen. Die Folge davon war, daß an den Zeitablenkungsspulen große Spannungssprünge auftraten, die den Elektronenstrahl elektrostatisch beeinflußten. In Bild 24a waren nur die Zeitablenkungsspulen angeschlossen, der Elektronenstrahl hätte also einen einfachen Strich beschreiben müssen.

Die Störung durch das elektrische Feld der Spulen wurde in Bild 24c dadurch beseitigt, daß an die Innenseiten der Spulen zwei durch einen Leiter verbundene Messingplatten von etwa 0,5 mm Dicke gelegt wurden. Das magnetische Feld des Zeitablenkungsstromes wurde durch diese Maßnahme nicht verzerrt, da es ja proportional der Zeit ansteigt, die Wirbelströme und ihr magnetisches Feld also konstant bleiben. Durch dieses Feld wird lediglich das Hauptfeld im Inneren der Röhre geschwächt.

Bild 24c zeigt, daß die beschriebene magnetische Zeitablenkung auch noch bei Frequenzen von etwa 10 000 Hertz brauchbar ist. Zu besseren Ergebnissen kommt man noch, wenn man Spulen mit geringer Eigenkapazität verwendet. Zweckmäßig wickelt man die Zeitablenkungsspulen auf einen rechteckigen Eisenring, der nur an der Braunschen Röhre unterbrochen ist. Dadurch wird die Empfindlichkeit sehr gesteigert, außerdem werden die elektrischen Felder der Spule unschädlich gemacht.



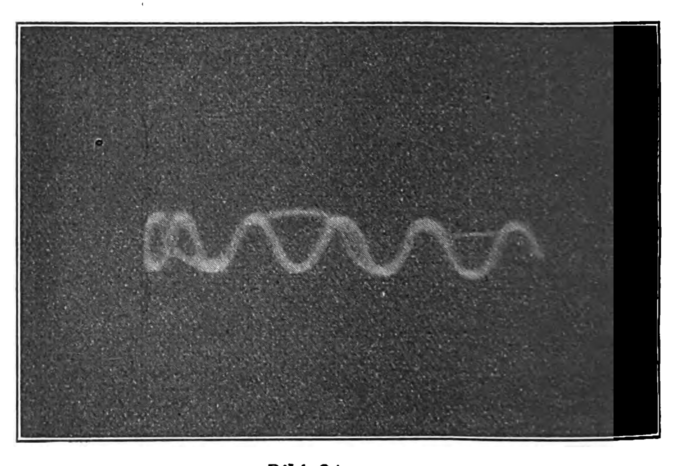


Bild 24 a—c.
Verzerrungen durch elektrische Felder und ihre Beseitigung.

Ich beschließe die vorliegende Arbeit, indem ich dem Leiter des Elektrotechnischen Laboratoriums der Technischen Hochschule Berlin, Herrn Geh. Rat Orlich für seine ständige Förderung und Unterstützung der Arbeit meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

**Zusammenfassung.**

Will man eine Spannung oder einen Strom direkt in Abhängigkeit von der Zeit auf dem Schirm einer Braun'schen Röhre beobachten, so benötigt man eine Hilfsgröße (Hilfsspannung oder Hilfsstrom), die proportional der Zeit ansteigt und mit der zu untersuchenden Größe synchron läuft. Eine derartige Hilfsspannung erhält man mit Hilfe der erzwungenen Strom-Kippschwingungen. Ein Kondensator wird mit konstantem Strom oder über einen Widerstand geladen und über eine parallel geschal-


Digitized by Google

tete Strom-Kippvorrichtung entladen; zur Synchronisierung wird die Anordnung von der zu untersuchenden Größe gesteuert. Als Strom-Kippvorrichtungen eignen sich besonders Anordnungen von Elektronenröhren. Die Charakteristik einer solchen Anordnung wird rechnerisch ermittelt und anschließend ihre Abhängigkeit von den einzelnen Größen untersucht. Bei höheren Frequenzen (in der Größenordnung von $10^5$—$10^6$ Hertz) müssen die Kippzeiten durch Verwendung kleiner Widerstände und hoher Anodenströme herabgesetzt werden.

Einen zeitproportionalen, synchron laufenden Hilfsstrom erhält man, wenn man eine Induktivität in Reihe mit einer Spannungs-Kippvorrichtung an eine Gleichspannung legt und von der zu untersuchenden Größe steuert. Der zeitliche Verlauf des Stromes wird stark von der Eigenkapazität der Spule beeinflußt, insbesondere können in der Stromkurve lästige Spitzen auftreten. Besonders unangenehm sind Kennlinien, bei denen der Strom stark negativ werden kann, wie z. B. bei Elektronenröhren in Dynatronschaltung.

Wenn man die erzwungene Kippschwingung immer von derselben Spannung steuert, an die Hauptablenkungsplatten aber nacheinander verschiedene Spannungen legt und die Kurven auf dem Schirm der Braun'schen Röhre nacheinander photographiert, so erhält man auf der Platte alle Kurven in ihrer richtigen gegenseitigen Lage. Mit Hilfe eines rotierenden Umschalters kann man erreichen, daß auch auf dem Schirm der Braun'schen Röhre mehrere Kurven nebeneinander sichtbar werden.

(Eingegangen am 25. Juli 1929.)

# Die angenäherte Theorie des magnetostriktiven Generators.

Von **L. S. Freimann,** Leningrad.

§ 1. G. W. Pierce[1]) hat die Möglichkeit, den magnetostriktiven Effekt zu radiotechnischen Zwecken zu verwenden, in umfassender Weise klargestellt. Während der letzten zwei Jahre hat die Hochfrequenzphysik diesem Effekt beträchtliche Aufmerksamkeit geschenkt. Es genügt, außer der genannten Arbeit von Pierce und von K. Ch. Black[2]) noch Vincent[3]), Kopilowitsch[4]), der unabhängig von Pierce zu einer vollständigen Lösung der Frage gekommen war, sowie H. Lloyd[5]) und G. H. Handley[6]) zu erwähnen. Ferner sind dem Verfasser mehrere Arbeiten über diesen Gegenstand bekannt, die gegenwärtig in Laboratorien der UdSSR ausgeführt werden.

Trotz der zahlreichen Arbeiten ist die Theorie des magnetostriktiven Generators noch nicht soweit entwickelt, daß eine Aussage über die Bedingungen der Schwingungserzeugung möglich sein würde. Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, diese Bedingungen klarzulegen.

§ 2. Für jedes mechanische System, das irgendwie durch eine periodische Kraft in oszillierende Bewegung gebracht wird, läßt sich ein entsprechendes Bewegungsdiagramm angeben. Stellt man die Bewegung in der komplexen Ebene dar, so wird sie nach Amplitude und Phase durch den sogenannten „Resonanzkreis" bestimmt[7]). Andererseits kann ein elektrischer Kreis, welchem eine genügende Energiemenge zugeführt wird, in irgendeiner Form ein mechanisches System beeinflussen, wenn es einen Mechanismus gibt, der die elektrische oder die magnetische Energie zu transformieren gestattet. Als solcher Mechanismus kann der Elektrostriktionseffekt, der Magnetostriktionseffekt usw. dienen. Das Verhalten eines derartigen Kreises kann dann ebenfalls in der komplexen Ebene durch eine Kurvenkombination dargestellt werden.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist, diejenigen Bedingungen aufzufinden, bei welchen ein derartiger elektrischer Kreis samt dem mechanischen System (im besonderen Falle ein magnetostriktiver Stab) ein selbständiges oszillierendes System darstellt. Mit anderen Worten, es sind die Bedingungen zu finden, unter welchen der Resonanzkreis des Stabes und die Kurvenschar des elektrischen Kreises gemeinsame Lösungen aufweisen.

Unsere Berechnungen gehen von folgenden vereinfachenden Annahmen aus:

1. Der schwingende Stab befinde sich in einem konstanten magnetischen Feld von solcher Stärke, daß das konstante Glied der Induktion weit größer ist als das von dem Wechselstrom herrührende. Diese Annahme erlaubt uns die magnetische Permeabilität $\mu$ des Stabes als unabhängig von der Stromstärke anzusehen.

2. Die träge Masse des Stabes wird an seinen Enden konzentriert angenommen. Dann kann die Bewegung des Stabes durch eine gewöhnliche Differentialgleichung beschrieben werden.

3. Es gebe keinen Gitterstrom. Der Schwingungsstrom sei frei von Oberschwingungen.

[1]) G. W. Pierce: Magnetostriction oscillators. Proc. Am. Acad. of Arts and Sciences **63**, S. 1—47, 1928, Nr. 1. Wiederholt ohne Aenderungen in Proc. of the Am. Inst. of Radio Engineers **17**, S. 42—48, 1929, Nr. 1. Ref. ds. Ztschr. **33**, S. 117, 1929, Nr. 3.

[2]) K. Ch. Black: Study of dynamic magnetostriction. Proc. of. the Am. Acad. of Arts and Sciences **63**, S. 49, 1928, Nr. 2.

[3]) J. H. Vincent, New methods of electrically maintaining mechanical oscillations. Nature **120**, S. 952, 1927, Nr. 3035.

[4]) E. Kopilowitsch: Magnetostriktive Schwingungen (ukrainisch) Ukrainische phys. Abhandlung **2**, S. 19—22, 1928, Nr. 1.

[5]) H. Lloyd, Note on an application of the Whiddington ultramicrometer. Journal of Sc. Instruments **6**, S. 81—84, 1929, Nr. 3.

[6]) J. H. Handley: A method for the measurement of the Joule magnetostrictive effect in a cold drawn wire. Journal of Sc. Instr. **6**, S. 84—88, 1929, Nr. 3.

[7]) A. E. Kennely and G. W. Pierce: The impedance of telephone receivers as effected by the motion of their diaphragms. Proc. Am. Acad. of Arts and Sciences **48**, S. 113—151, 1912, Nr. 6.


Digitized by Google

4. Die Schwingungen seien so langsam, daß die Kapazitäten zwischen den Elektroden der Röhre zu vernachlässigen sind.

Bezeichnungen:

$m$ = effektive Masse des Stabes. Sie bestimmt sich durch die Vergleichung der genauen Schwingungs-Gleichung des Stabes (partielle Differentialgleichung) mit der angenäherten Gleichung:

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + qx = A\cos\omega t$$

W. Cady[8]) hat dies für einen Stab mit rechteckigem Querschnitt durchgerechnet. Seine Resultate sind auch auf unseren Fall anwendbar. Auf etwas andere Weise wurde ein derartiges Problem von N. N. Andréeff[9]) behandelt.

$r$ = mechanischer Widerstandskoeffizient,
$S$ = Querschnitt des Stabes in cm²,
$l$ = halbe Länge des Stabes,
$\Delta_m = \frac{r}{2m}$ = mechanischer Dämpfungskoeffizient,
$\mathfrak{B}_0$ = Induktion, die durch ein konstantes Magnetfeld hervorgerufen wird,
$\mathfrak{B}$ = Induktion, die durch ein magnetisches Wechselfeld hervorgerufen wird; sie besteht aus zwei Teilen:
$\mathfrak{B}_i$ = der durch das Feld eines Schwingungsstromes hervorgerufenen Induktion,
$\mathfrak{B}'$ = der Induktion des magnetostriktiven Effektes,
$e'$ = EMK der Magnetostriktion.

§ 3. Pierce legt die angenäherten linearen Gesetze der Magnetostriktion zugrunde, und zwar:

1. Die magnetostriktive Kraft ist dem magnetischen Wechselfluß proportional: $F = a\mathfrak{B}S$
wo $\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_i + \mathfrak{B}'$ ist.

2. Die Induktion des magnetostriktiven Effektes ist der Deformation des Stabes proportional: $\mathfrak{B}' = a'\frac{x}{e}$

Daraus folgert Pierce für die EMK der Magnetostriktion:

$$e' = \frac{A}{Z_m} i \tag{1}$$

wo

$$Z_m = r + j\left(\omega m - \frac{Q}{\omega}\right) \tag{2}$$

der komplexe mechanische Widerstand des Stabes ist. Hier bedeutet $i$ den Strom in der Spule; $A$ und $Q$ sind konstante Koeffizienten, die sowohl von der Natur des Materials des Stabes, als auch von den elektrischen Eigenschaften der Schaltung abhängen.

Falls an den magnetostriktiven Stab zwei verschiedene Spulen angesetzt sind, so sind die EMKe $e'$ und $e''$, die in den Spulen durch die Aenderung von $\mathfrak{B}$ hervorgerufen werden, verschieden. Man kann schreiben

$$e'' = a e', \tag{3}$$

wo $a$ ein Koeffizient ist, der größer, gleich oder kleiner als 1 sein kann.

Die Gleichung (1) kann auch in folgender Form geschrieben werden:

$$e' = Z i \tag{4}$$

Wenn man den Stab durch eine ihm äquivalente, elektrische Schaltung (Bild 1) darstellt, so erhält man:

$$Z = \frac{L}{C\left[R + j\left(\omega m - \frac{Q}{\omega}\right)\right]} \tag{5}$$

wobei man $R$ als klein gegen $\omega L$ ansehen kann.

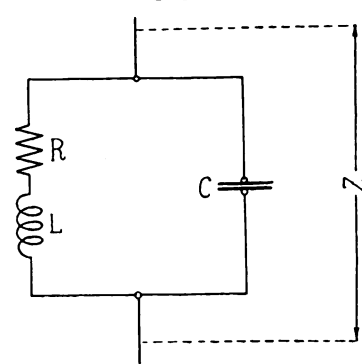



Bild 1.
Ersatzschaltung des magnetostriktiven Stabes.

Man erhält daraus folgende Beziehungen zwischen den mechanischen und den äquivalenten elektrischen Größen:

$$L = \frac{A}{Q}, \quad C = \frac{m}{A}, \quad R = \frac{A^2 z}{m Q} \tag{6}$$

Bild 2 zeigt die den folgenden Betrachtungen zugrunde liegende Schaltung eines magnetostriktiven Generators.

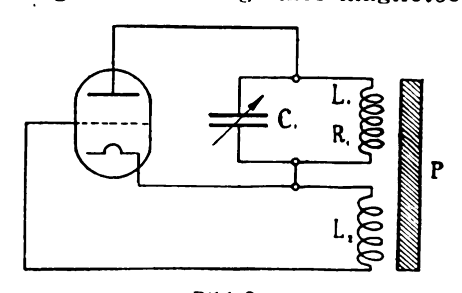



Bild 2.
Prinzipielle Schaltung des magnetostriktiven Generators.

Hierin bezeichnet $P$ einen Stab aus magnetostriktivem Material, $i_1$ den Strom in der Spule $L_1$ des Schwingungskreises, $e'$ die EMK der Magnetostriktion, die in der Spule $L_1$ hervorgerufen wird, $e''$ die EMK der Magnetostriktion in der Gitterspule $L_2$.

Die Gitterspannung setzt sich aus der EMK der gegenseitigen Induktion $j\omega M i_1$ und der EMK der Magnetostriktion $e'' = ae' = aZi_1$ zusammen; der Spannungsabfall andererseits hält der Spannung an der Anode im komplexen Widerstande

$$Z_1 = R_1 + j\omega L_1 \tag{7}$$

[8]) W. Cady, A Note in Physical Review 15, S. 146—147, Nr. 2. Derselbe, Theory of longitudinal vibrations of viscous rods. Phys. Review 19, S. 1—6, 1922, Nr. 1.

[9]) N. N. Andréeff: On a reduced aequation of a string. Journal of applied Physics. Moskau 4, S. 21—26, 1927, Nr. 1.

Digitized by Google

und die EMK der Magnetostriktion $e' = Z i_1$ das Gleichgewicht. Demgemäß kann die Schaltung von Bild 2 durch die Ersatzschaltung von Bild 3 ersetzt werden, wo $PV$ einen Phasenverschieber mit dem Koeffizienten $\frac{e_a}{e_e} = -1$ bedeutet.

Die Bedingung für Selbsterregung[10]) schreiben wir in folgender Form:

$$-\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = \frac{R_i + \mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_a} \qquad (8)$$

wo $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_a$ die Spannungsvektoren am Gitter und an der Anode $R_i$ den inneren Widerstand und $\mathfrak{R}_a$ den vektoriellen Widerstand im Anodenkreise bezeichnet. Nach Bild 3 ist

$$\mathfrak{R}_a = \frac{Z_c (Z_1 + Z)}{Z_c + Z_1 + Z} \qquad (9)$$

wo $Z_c = \frac{1}{j \omega C_1}$ den Widerstand des Kapazitätszweiges $C_1$ darstellt.

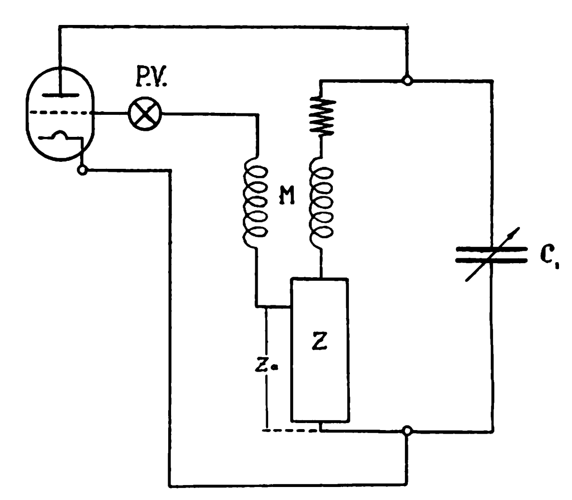



**Bild 3.**
**Ersatzschaltung des magnetostriktiven Generators.**

Wie erwähnt, bestehen also die Beziehungen

$$\mathfrak{E}_g = j \omega M i_1 + a Z i_1 \qquad (10)$$

$$\mathfrak{E}_a = Z_1 i_1 + Z i_1 \qquad (11)$$

Aus (9), (10), (11) und (8) erhalten wir nach einfachen Umformungen:

$$\frac{j \omega M + a Z}{D} = R_i + (Z_1 + Z)\left(1 + \frac{R_i}{Z_c}\right) \qquad (12)$$

Dies ist die Gleichung des magnetostriktiven Generators.

§ 4. Sonder-Fälle:

I. $M = 0$; $C_1 = 0$; $a = 1$.

Der Fall $M = 0$ tritt ein, wenn der Resonator in der dritten harmonischen Schwingung (Bild 4) erregt wird. Dann zerfällt die Anodenspule in zwei gleiche Teile I u. II, die in der Gitterspule gleiche und entgegengesetzte EMKe induzieren. Im oberen Teile des Bildes ist die Verteilung der longitudinaden Deformationen längs des Stabes für diesen Fall dargestellt.

[10]) H. Barkhausen: Elektronenröhren, Bd. II, T. IV, § 14.

Die Gleichung (12) geht über in

$$\frac{Z}{D} = R_i + Z_1 + Z \qquad (13)$$

Es ist zu beachten, daß diese Gleichung mit derjenigen, die Y. Watanabe[11]) für einen Stimmgabelgenerator mit einer ähnlichen elektrischen Ersatzschaltung abgeleitet hat, völlig zusammenfällt.

Die Gleichung (13) gibt ihrerseits zwei Gleichungen: die Frequenzgleichung

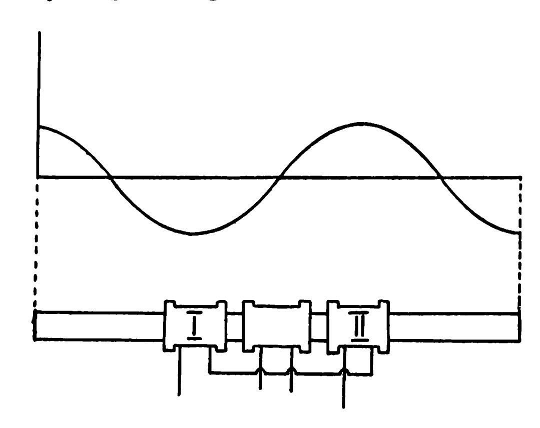



**Bild 4.**
**Erregung des Stabes im dritten Obertone. Oben: Verteilung der Longitudinaldeformationen längs des Stabes.**

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} \frac{1}{1 + \frac{\Delta}{\Delta_1}} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta_m}{\Delta_1}} \qquad (14)$$

und die Kopplungsgleichung[12])

$$\Delta = \frac{1 (R_i + R_1)}{\varkappa - 1}\left[1 + \left(\frac{\pi}{\delta}\right)^2\right] \qquad (15)$$

In den Gleichungen (14) und (15) bezeichnen:

$\Delta = \frac{R}{2L}$ den Dämpfungskoeffizienten des elektrischen Aequivalentkreises (Bild 1),

$\Delta_1 = \frac{R_i + R_1}{2 L_1}$ den Dämpfungskoeffizienten des Anodenkreises,

$\varkappa = \frac{1}{D}$ den Verstärkungskoeffizienten der Röhre,

$\delta_1 = \frac{\pi (R_i + R_1)}{\omega L_1}$ das logarithmische Dekrement des Anodenkreises.

II. Einfluß von $M$ u. $a$:

$M \neq 0$; $C_1 = 0$; $a \neq 1$;

Gleichung (12) geht über in

$$\frac{j \omega M}{D} + Z\left(\frac{a}{D} - 1\right) = R_i + Z_1 \qquad (16)$$

[11]) Y. Watanabe: Ueber die vermittels einer Stimmgabel erregten Röhrenoszillatoren. Ztschr. f. Hochfrequenztechnik 32, S. 116—121, 1928, Nr. 4.

[12]) Vgl. damit die Gleichungen (13) und (15) der erwähnten Arbeit von Y. Watanabe.

Digitized by Google

Gleichungen (14) und (15) gehen über in

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta}{\Delta_1}} \qquad (17)$$

und

$$\frac{\Delta}{r} = \frac{R_i + R_1}{\alpha\,\varkappa - 1}\left[1 + \frac{\left(L_1 - \frac{M}{D}\right)^2 \omega^2}{(R_i + R_1)^2}\right] \qquad (18)$$

Hierbei ist

$$\Delta_1 = \frac{R_i + R_1}{2\left(L_1 - \frac{M}{D}\right)}$$

Man sieht daraus, welchen Einfluß $M$ und $\alpha$ auf die Größe der Parameter $L_1$ und $\varkappa$ haben. Schreiben wir

$$\alpha\varkappa = \varkappa'; \quad L_1 - \frac{M}{D} = L_1'$$

so kommen wir zu den Gleichungen (14) und (15) zurück.

§ 5. **Der allgemeine Fall:**

$$M \neq 0; \; C_1 \neq 0; \alpha \neq 1;$$

Auf Grund der Ausführungen in Abschnitt II, § 4, können wir die Gleichung (12) so schreiben:

$$\frac{Z}{D} = R_i + (Z_1 + Z)\left(1 + \frac{R_i}{Z_c}\right) \qquad (19'')$$

oder

$$Z = \frac{1}{S} + (Z_1 + Z)\left(D + \frac{1}{S Z_c}\right) \qquad (19')$$

Indem wir die Steilheit $S = 5 \cdot 10^{-4} \frac{A}{V}$; $D \cong 2\%$; $C \cong 10^{-7}\,F$ und $\omega = 1{,}414 \cdot 10^4$ annehmen[13]), dürfen wir $D$ gegen $\frac{1}{S Z_c}$ vernachlässigen, da $D$ von jenem Wert weniger als 1% darstellt. Dann gibt die Gleichung (19')

$$Z = \frac{1 + j\omega C_1 Z_1}{S - j\omega C_1} \qquad (19)$$

Die linke Seite wird durch den Resonanzkreis graphisch dargestellt, wovon in § 2 die Rede war. Man muß dabei beachten, daß sein Hauptdurchmesser laut (19) mit der reellen Achse zusammenfällt. In Wirklichkeit ist diese Bedingung, wie man aus der Arbeit von K. Ch. Black ersieht, nicht erfüllt: der Hauptdurchmesser ist gegen die reelle Achse um einen Winkel $-\beta$ geneigt, so daß wir in (19) statt $Z$, $Ze^{-j\beta}$ schreiben müssen.

Nach einfachen Umformungen läßt sich die rechte Seite in folgender Form darstellen:

$$\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{R}_1 + j\,\mathfrak{X}_1 \qquad (20)$$

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{R}_1 &= \frac{S(1 - \omega^2 L_1 C_1) - \omega^2 C_1 R_1}{S^2 + \omega^2 C_1^2} \\ \mathfrak{X}_1 &= \frac{\omega C_1 (1 - \omega^2 L_1 C_1) + \omega C_1 R_1 S}{S^2 + \omega^2 C_1^2} \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

13) Diese Zahlenwerte sind im Diagramm Abb. 5 benutzt worden.

Wir möchten bemerken, daß für $S = 0$, $\mathfrak{R}_1 = -R_1 = Const$ wird. Bei genügend geringen Dämpfungsdekrementen läuft das Vektorende des Widerstandes $Z$ fast um den ganzen Kreis herum, bei einer so kleinen Frequenzänderung, daß der rechte Teil (19), d. h. $\mathfrak{Z}_1$, von der Frequenz bis zu kleinen Prozentteilen nicht abzuhängen scheint. In diesem Falle genügt es, den Zusammenhang des $\mathfrak{Z}_1$ von $S$ und $C_1$ zu untersuchen. Trägt man diesen Zusammenhang in ein komplexes Diagramm ein, so wird er durch zwei sich untereinander schneidende Kurvenscharen dargestellt. Von diesen besteht die eine Schar aus den Linien, längs welchen $C_1$ sich ändert bei $S = Const.$ In der anderen Schar ändert sich $S$ längs jeder Linie bei $C_1 = Const.$ Als Ergebnis erhält man das Diagramm von Bild 5.

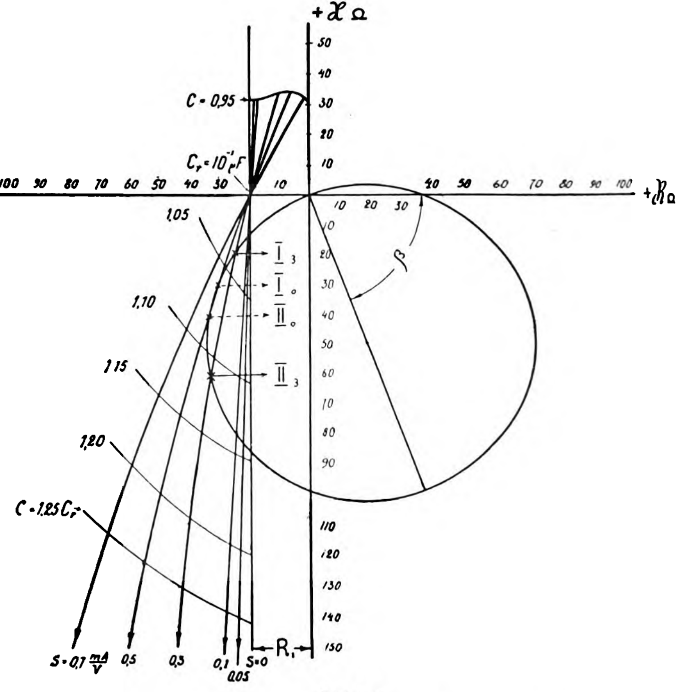



Bild 5.
Vektordiagramm des magnetostriktiven Generators.

Aus dem Bild 5 ersieht man ohne weiteres, daß die Schwingungen des Stabes (mit Ausschluß der seltensten Ausnahmen) nur für $C_1 > C_{1r}$ entstehen können, d. h. nur wenn der Anodenschwingungskreis auf eine Frequenz unterhalb der jeweiligen Resonanzfrequenz abgestimmt ist. Man sieht weiter, daß eine Vermehrung der Verluste im Anodenkreise $R_1$ (inkl. Verluste infolge von Hysteresis und von Wirbelströmen im Stabe) das Gebiet von Selbsterregung einschränkt; umgekehrt wird es durch eine Vergrößerung von $\beta$ erweitert.

Wenn die Linie $S = S_0$ (Anfangssteilheit) den Kreis nicht schneidet, so werden die „Oscillator-Schwingungen"[14]) nicht erregt, sondern umgekehrt, die „Zieh-Schwingungen" können stattfinden. Nehmen wir z. B. an, daß die Anfangssteilheit der Röhre $S_0 = 7 \cdot 10^{-4} \frac{A}{V}$ ist. Falls die Schwingungen im

14) Unter den „Oscillator-Schwingungen" sind diejenigen zu verstehen, deren Auftreten ohne Stab unmöglich wäre.



Generator ohne Stab bei der Steilheit $S = 5 \cdot 10^{-4} \frac{A}{V}$ bestehen, muß das Leistungsdiagramm $W_a$ dieselbe Form haben wie in Bild 6. Wenn aber die Linie $S_0$ den Kreis schneidet, so können auch Schwingungen erregt werden, für welche die graphische Darstellung der Frequenz und des Anodenstromes in Bild 7 angegeben ist.

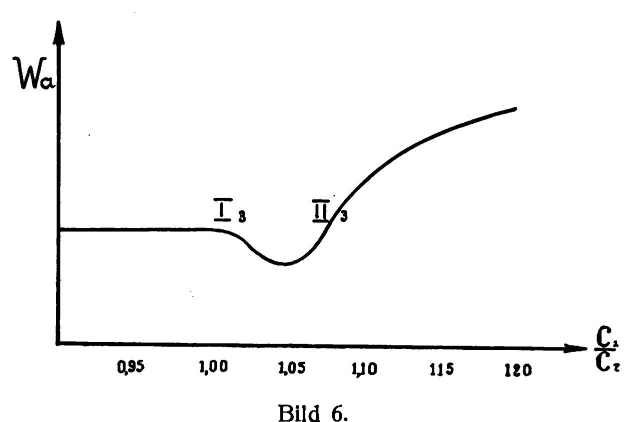



Bild 6.
Leistungsdiagramm des Generators ohne magnetostriktiven Stab.

Zum Vergleich seien die experimentell gefundenen Werte aus Pierces Arbeit angeführt. Es kann natürlich nur von einem qualitativen Zusammenfall der Diagramme die Rede sein, da 1. der obere Teil des Bildes auf willkürlichen Angaben aufgebaut ist, die für den von Pierce angegebenen Generator vielleicht nicht gelten, 2. die graphische Darstellung von $S$ nicht eindeutig diejenige des Anodenstromes definiert; endlich auch 3., weil der Einfluß des Gitterstromes unbeachtet blieb. Von diesem Standpunkte aus sind zu beachten 1. Größe und Richtung der Frequenzänderungskurve, 2. die Schwinggebiete des Stabes und die allgemeine Kurvengestalt, 3. die Art der Zunahme und das Abreißen der Leistung. Im großen und ganzen stimmen unsere Diagramme mit denjenigen von Pierce überein.

Der Verfasser spricht seinen aufrichtigen Dank Herrn Prof. N. N. Andréeff für die aufmerksame und wertvolle Kritik des vorliegenden Aufsatzes aus, sowie Herrn J. B. Kobzareff für die liebenswürdigen Hinweise auf einige wesentliche Seiten der Frage.

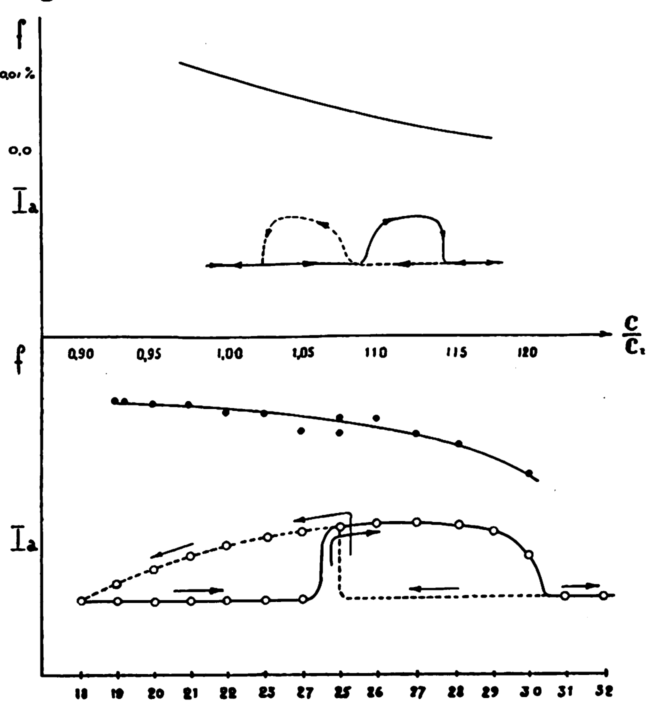



Bild 7.
Vergleich der theoretischen Kurven mit den Messungen von G. W. Pierce.

**Zusammenfassung.**

Auf Grund der von Pierce ausgeführten Bewegungsgleichung eines magnetostriktiven Stabes wird seine elektrische Ersatzschaltung angegeben. Ferner werden die Bedingungen für die Selbsterregung des magnetostriktiven Generators abgeleitet und graphische Darstellungen seiner Wirkungsweise im Schwingbereich und im Ziehbereich mitgeteilt. Endlich ist die qualitative Uebereinstimmung mit dem früher erhaltenen Ergebnis gezeigt.

Leningrad,
Physikalisch-Technisches Staatslaboratorium,
Abteilung für technische Akustik.

(Eingegangen am 24. Juni 1929.)

---

# Ein komplexer Wechselstromkompensator für mittlere Frequenzen.

Von **Wilhelm Geyger.**

**Inhaltsübersicht:**



## Einleitung.

Die Bestimmung der Amplitude und Phase einer Wechselspannung nach der Methode der komplexen Kompensation wird bekanntlich in der Weise ausgeführt, daß die zu untersuchende Wechselspannung kompensiert wird durch eine in bezug auf Amplitude und Phase veränderbare Vergleichsspannung, welche aus zwei hintereinander geschalteten, um 90° in der Phase gegeneinander verschobenen Teilspannungen zusammengesetzt ist. Bei der Messung werden die beiden von einem komplexen Wechselstromkompensator erzeugten Teilspannungen so lange geändert, bis die zusammengesetzte Spannung die zu prüfende Spannung kompensiert.


Digitized by Google

Bei dem komplexen Kompensator von A. Larsen[1]) wird die eine Teilspannung durch Schleifkontakte an einem geeichten Meßdraht abgegriffen, welcher mit der Primärspule eines in der Kopplung veränderlichen eisenfreien Transformators in Reihe geschaltet ist, während die andere Teilspannung durch die in der Sekundärspule dieses Transformators induzierte *EMK* dargestellt wird. Ein von Douglas C. Gall[2]) angegebener Wechselstromkompensator ermöglicht, die beiden Teilspannungen an zwei mit Stromwendern versehenen Kompensationsapparaten einzuregulieren, die von zwei um 90° in der Phase gegeneinander verschobenen Strömen durchflossen werden. Bei dem vom Verfasser ausgebildeten „Schleifdraht - Wechselstromkompensator"[3]) werden die beiden Teilspannungen als stetig regelbare Spannungsabfälle an zwei kalibrierten, mit Schleifkontakten versehenen Meßdrähten abgegriffen, an welchen zwei um 90° gegeneinander phasenverschobene Wechselspannungen von gleicher Amplitude wirksam sind. Die Mittelpunkte der beiden Meßdrähte sind miteinander leitend verbunden, und es lassen sich an je zwei der vier Meßdrahthälften, die den Achsen eines rechtwinkligen Koordinatensystems entsprechen, Kompensationsspannungen beliebiger Phase abgreifen, so daß ohne Zuhilfenahme von Stromwendern Spannungen in allen vier Quadranten kompensiert werden können.

Werden diese Ausführungsformen des komplexen Kompensators für die Messung sehr kleiner Spannungen bei mittleren Frequenzen verwendet, so zeigt sich, daß die Vermeidung von Störwirkungen durch in der Meßanordnung sich ausgleichende kapazitive Ströme in manchen Fällen schwierig ist. Solche Störwirkungen werden hauptsächlich dadurch verursacht, daß der Stromkreis des Meßobjektes und der Kompensatorstromkreis, also zwei Stromkreise, die unter Umständen sehr verschiedenes Potential gegen Erde haben können, durch die Kompensationsleitungen galvanisch miteinander verbunden werden. Das Anlegen einer Hilfserdung (z. B. einpolige Erdung des als Nullinstrument dienenden Vibrationsgalvanometers oder Telephons) ist oft nicht möglich, da das Meßobjekt an einer gegebenen Stelle bereits geerdet ist oder eine bestimmte Potentialverteilung aufweist, die bei der Messung nicht geändert werden darf.

Um die galvanische Verbindung zwischen Meßobjekt und Kompensationskreis zu vermeiden, hat Pagès[4]) den Vorschlag gemacht, die zu messende und die zur Kompensation dienende Wechselspannung nicht unmittelbar gegeneinander zu kompensieren, sondern unter Zwischenschaltung von Elektronenröhren auf Amplituden- und Phasengleichheit einzustellen. Bei Verwendung von Elektronenröhren ist es außerdem möglich, die Verstärkereigenschaften der Röhren zu benutzen, um. z. B. bei der Messung extrem kleiner Strom- und Spannungswerte, eine ausreichende Empfindlichkeit der Einstellung zu erzielen. Pagès hat bei Benutzung eines Larsenschen Kompensators in Verbindung mit drei Elektronenröhren Ströme von der Größenordnung $10^{-6}$ Ampere auf einige Prozent genau gemessen. Seine Apparatur, die im Laboratorium der Société d'Études pour Liaisons téléphoniques et télégraphiques ausgebildet wurde, ist in der erwähnten Arbeit[5]) ausführlich beschrieben.

Eine andere, wesentlich einfachere Möglichkeit zur Vermeidung von kapazitiven Störströmen besteht darin, daß man einen komplexen Kompensator benutzt, welcher so beschaffen ist, daß diejenigen Teile, an denen die beiden zur Kompensation dienenden Teilspannungen abgenommen werden, von den übrigen Teilen des Apparates vollkommen isoliert sind. Im folgenden wird eine zweckmäßige Ausführungsform eines solchen Kompensators beschrieben, die sich bei Messungen mit Frequenzen von 500 bis 5000 Hertz sehr gut bewährt hat.

### Prinzip des Kompensators.

Der Apparat beruht auf dem vom Verfasser in einer früheren Arbeit[6]) angegebenen Meßprinzip, welches darin besteht, daß die beiden zur komplexen Kompensation dienenden Teilspannungen dargestellt werden durch zwei um 90° in der Phase gegeneinander verschobene und in bezug auf Größe und Richtung einzeln regelbare *EMKe*, welche in den Sekundärspulen zweier in der Kopplung kontinuierlich veränderlicher, eisenfreier Transformatoren (Lufttransformatoren) induziert werden, deren Primärspulen von zwei um 90° gegeneinander phasenverschobenen Strömen durchflossen werden. Um ohne Zuhilfenahme von Stromwendern Spannungsvektoren in allen Quadranten kompensieren zu können, werden dabei als Lufttransformatoren zwei gleichartige Drehspul-Variatoren für gegenseitige Induktion verwendet, welche kontinuierlich veränderbare Teilspannungen positiven und negativen Vorzeichens zwischen Null und dem Höchstwert einzustellen und an entsprechend geeichten Skalen unmittelbar abzulesen gestatten. Durch geeignete Dimensionierung der rechteckig geformten feststehenden und drehbaren Variatorspulen wird ein praktisch linearer Verlauf dieser Skalen erzielt.

Bei der Messung werden durch Drehen der drehbar angeordneten Primärspulen der Lufttransformatoren die beiden in den feststehenden Sekundärspulen induzierten *EMKe* so lange geändert, bis das Nullinstrument (Vibrationsgalvanometer oder Telephon) Stromlosigkeit anzeigt. Die beiden gleichartig beschaffenen Sekundärspulen sind derart in Reihe geschaltet, daß die von elektromagnetischen Fremdfeldern in diesen Spulen etwa induzierten *EMKe* gegeneinander wirken, sich also gegenseitig vollkommen aufheben. Diese astatische Anordnung der Sekundärspulen stellt einen sehr wirksamen Schutz gegen Fremdfeldeinflüsse dar.

Da die Sekundärspulen, an denen die beiden zur komplexen Kompensation dienenden Teilspannungen abgenommen werden, von den übrigen Teilen des Apparates isoliert sind, ist es ohne weiteres möglich, den Kompensator und das Meßobjekt unmittelbar, also unter Vermeidung von Isoliertransformatoren, mit der Stromquelle zu verbinden, was die praktische Durchführung der Messungen vereinfacht. Infolge der

[1]) Larsen, ETZ 31, S. 1039, 1910.
[2]) Electrician 90, S. 360, 1923.
[3]) Geyger, ETZ 45, S. 1348, 1924 und Arch. f. Elektrot. 17, S. 213, 1926.
[4]) Pagès, Journ. de phys. et le Radium (6) 6, S. 52, 1925 und Revue générale de l'électricité 19, S. 381, 1926.
[5]) Pagès, Revue générale de l'électricité 19, S. 384, 1926.
[6]) Geyger, Arch. f. Elektrot. 14, S. 566/567, 1925.

Digitized by Google

Isolierung der Sekundärspulen von den übrigen Teilen der Meßanordnung treten Störungen durch Isolations- und Kapazitätsströme, Unsymmetrie der Stromquelle usw. nicht auf; besondere Vorsichtsmaßregeln (elektrostatische Abschirmungen u. dgl.) sind daher im allgemeinen nicht erforderlich.

Von besonderem Vorteil ist der aus dem Meßprinzip sich ergebende konstruktiv sehr einfache, auch einer derberen Behandlung angepaßte Aufbau, bei dem mechanisch empfindliche Teile, wie Meßdrähte, Schleifkontakte usw., vermieden werden.

### Aufbau und Abmessungen der Lufttransformatoren.

Bild 1 zeigt in schematischer Darstellung den Aufbau der Lufttransformatoren. Die feststehende

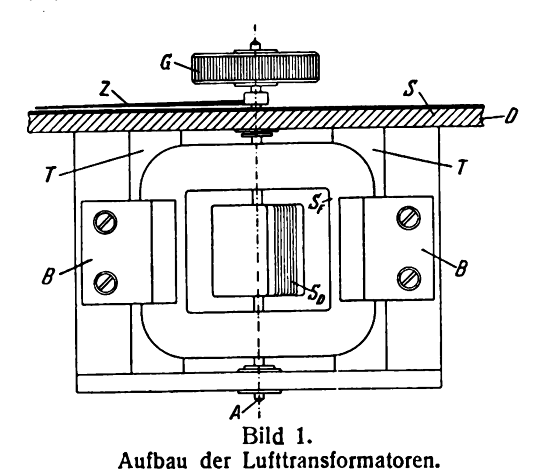



Bild 1.
Aufbau der Lufttransformatoren.

Sekundärspule $S_F$ besteht aus zwei gleichartigen, nebeneinander angeordneten und in Reihe geschalteten Teilen, zwischen denen sich die Achse $A$ der drehbaren Primärspule $S_D$ befindet. Die beiden Teile der Sekundärspule werden mittels Backen $B$ aus

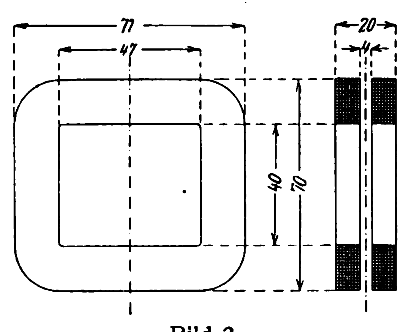



Bild 2.
Abmessungen der Sekundärspule $S_F$.

Isolationsmaterial an den flachen, aus Pertinax hergestellten Spulenträgern $T$ des Apparates angepreßt und unbeweglich festgehalten. Am oberen Ende der Achse $A$ ist der Drehgriff $G$ und der über einer Skala $S$ sich bewegende Messerzeiger $Z$ befestigt. Die Skala sitzt auf der Pertinax-Deckplatte $D$ eines Holzkastens, in welchem die beiden Lufttransformatoren untergebracht sind.

Die äußeren Abmessungen der beiden feststehenden, nebeneinander angeordneten Teile der Sekundärspule sind aus Bild 2 (Maße in mm) ersichtlich. In Tabelle I sind für die Gebrauchsfrequenzen 500 und 5000 Hertz die Wicklungsdaten dieser Spule sowie die diesbezüglichen Induktivitäts- und Widerstandswerte zusammengestellt. Die beiden Spulenhälften werden unter Zugabe von flüssigem Paraffin auf einem geeigneten Wickelfutter gewickelt und nach Fertigstellung der Wicklung und Entfernung des Wickelfutters mit Seidenband bandagiert. Die so hergestellten Spulen haben genügende mechanische Festigkeit; eine Deformation derselben ist ausgeschlossen, zumal ihre Vertikalseiten durch die zur Befestigung der festen Spulen dienenden Klemmbacken ($B$ in Bild 1) versteift und in ihrer Lage unveränderlich festgehalten werden.

Tabelle I: Daten der Sekundärspule $S_F$.

| Gebrauchs-frequenz | Windungs-zahl | Wicklungs-material | Induk-tivität | Wider-stand |
|---|---|---|---|---|
| 500 Hertz | 728 (2 × 26 Lagen zu je 14 Windungen | Kupferdraht 0,5 mm Durchmesser | $2{,}8 \times 10^{-2}$ Henry | 12 Ohm |
| 5000 Hertz | 240 (2 × 15 Lagen zu je 8 Windungen | Kupferdraht 0,9 mm Durchmesser | $3{,}0 \times 10^{-3}$ Henry | 1,3 Ohm |

Die drehbare Primärspule hat die aus Bild 3 (Maße in mm) ersichtlichen Abmessungen. In Tab. II sind für die Gebrauchsfrequenzen 500 und 5000 Hertz die Wicklungsdaten dieser Spule sowie die diesbezüglichen Induktivitäts- und Widerstandswerte zu-

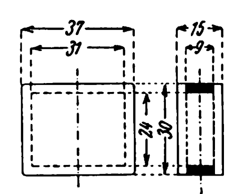



Bild 3.
Abmessungen der Primärspule $S_D$.

sammengestellt. Die Primärspule wird auf einen Hartgummi-Spulenkörper, dessen Abmessungen aus Bild 3 ersichtlich sind, unter Zugabe von flüssigem Paraffin aufgewickelt und dann auf der Achse befestigt.

Tabelle II: Daten der Primärspule $S_D$.

| Gebrauchs-frequenz | Windungs-zahl | Wicklungs-material | Induk-tivität | Wider-stand |
|---|---|---|---|---|
| 500 Hertz | 160 (8 Lagen zu je 20 Windungen | Kupferdraht 0,4 mm Durchmesser | $1{,}0 \times 10^{-3}$ Henry | 2,7 Ohm |
| 5000 Hertz | 48 (4 Lagen zu je 12 Windungen | Kupferdraht 0,7 mm Durchmesser | $9{,}2 \times 10^{-5}$ Henry | 0,25 Ohm |

### Eichung der Lufttransformatoren.

Um die beiden Teilspannungen nach erfolgter Kompensation an den Skalen des Kompensators in elektrischen Spannungseinheiten unmittelbar ablesen zu können, müssen die Lufttransformatoren geeicht werden. Zu diesem Zwecke wird die gegenseitige Induktivität der Lufttransformatoren bei verschiedenen Winkelstellungen der Drehspule in einer Kompensationsschaltung[7]) gemessen.

[7]) Vgl. z. B. Geyger, Arch. f. Elektrot. 14, S. 560/561, 1925 und Arch. f. Elektrot. 17, S. 71/78, 1926.


Digitized by Google

Bild 4 zeigt den Verlauf der Skala bei einem Kompensator für 500 Hertz. Steht die Windungsebene der Drehspule senkrecht zur Windungsebene der festen Spule („Mittellage“ der Drehspule), so ist die gegenseitige Induktivität dieser Spulen gleich Null (Nullpunkt der Skala). Wird die Drehspule nach rechts oder links aus ihrer Mittellage abgelenkt, so wird in der Drehspule eine Spannung (mit positivem bzw. negativem Vorzeichen) induziert, welche der jeweilig eingestellten gegenseitigen Induktivität proportional ist. Wie aus Bild 4 ersichtlich, entspricht

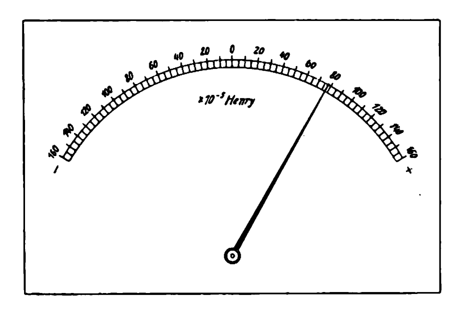


Bild 4.
**Verlauf der Skala bei einem Kompensator für 500 Hertz.**

einem Ablenkungswinkel $\alpha_D = \pm 60^\circ$ eine gegenseitige Induktivität von $\pm 1{,}6 \times 10^{-3}$ Henry. Die Abweichungen des durch Eichung ermittelten Skalenverlaufs von dem bei vollkommener Proportionalität sind sehr gering: die größte Abweichung beträgt 1% des Skalenendwertes.

Bezeichnet $J$ den in der Primärspule fließenden Strom, $\omega$ die Kreisfrequenz und $\eta$ die jeweilig eingestellte gegenseitige Induktivität, so ergibt sich die in der Sekundärspule induzierte Spannung $E$ aus der Gleichung

$$E = J \cdot \omega \cdot \eta.$$

Für 500 Hertz ($\omega = 3140$) und $\alpha_D = \pm 60^\circ$ ergibt sich

$$E = J \cdot 3140 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-3} = J \cdot 5{,}02 \text{ Volt.}$$

Der Meßbereich des Kompensators kann also durch Aendern des Primärstromes $J$ leicht verändert werden. Da die Primärspule, ohne daß eine übermäßige Erwärmung dieser Spule zu befürchten wäre, mit 0,4 Ampere belastet werden darf — der Eigenverbrauch der Primärspule bei $J = 0{,}4$ Ampere beträgt etwa 0,4 Watt —, so ergibt sich für jene Teilspannung als Höchstwert

$$E = 0{,}4 \cdot 5 = 2 \text{ Volt.}$$

Bei dem Kompensator für 5000 Hertz ist die primäre Windungszahl 3,3 mal so klein, die sekundäre Windungszahl 3,03 mal so klein, und somit das Produkt dieser Windungszahlen 10 mal so klein wie bei dem Kompensator für 500 Hertz. Einem Ablenkungswinkel $\alpha_D = \pm 60^\circ$ entspricht hier eine gegenseitige Induktivität von $\pm 1{,}6 \times 10^{-4}$ Henry, und es gilt für 5000 Hertz ($\omega = 31\,400$) und $\alpha_D = \pm 60^\circ$

$$E = J \cdot 31\,400 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-4} = J \cdot 5{,}02 \text{ Volt.}$$

Die Primärspule darf bei diesem Apparat ohne weiteres mit 1,2 Ampere belastet werden, so daß sich für jene Teilspannung als Höchstwert

$$E = 1{,}2 \cdot 5 = 6 \text{ Volt}$$

ergibt.

Schaltung des Kompensators.

Die Schaltung des Kompensators ist so zu wählen, daß die beiden in den Sekundärspulen induzierten *EMKe* um 90° gegeneinander phasenverschoben sind. Eine hierzu geeignete Schaltung ist in Bild 5 dargestellt. Die Primärspulen $S_{D1}$ und $S_{D2}$ sind über eine eisenfreie Induktivität $L$ bzw. über einen ohmschen Widerstand $R$, dem eine Kapazität $C$ parallel geschaltet ist, mit der Stromquelle verbunden, an

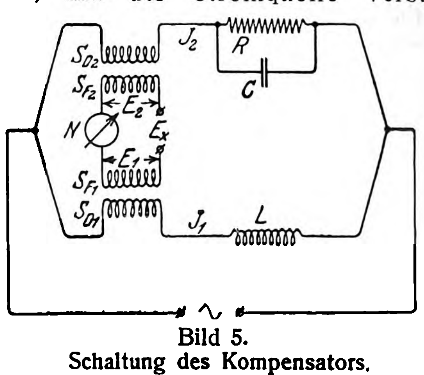



Bild 5.
**Schaltung des Kompensators.**

welche das Meßobjekt ebenfalls angeschlossen wird. Die Sekundärspulen $S_{F1}$ und $S_{F2}$ sind astatisch in Reihe geschaltet und über das Nullinstrument $N$ (Vibrationsgalvanometer oder Telephon) mit denjenigen Punkten des Meßobjektes verbunden, zwischen denen die zu untersuchende Wechselspannung $E_x$ wirksam ist.

Das Vektorendiagramm in Bild 6 zeigt die Phasenverhältnisse bei dieser Anordnung. Die zur

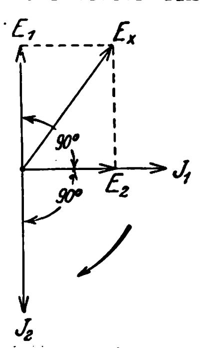



Bild 6.
**Diagramm der Ströme und Spannungen.**

Kompensation dienenden *EMKe* $E_1$ und $E_2$ sind gegen die in den Primärspulen $S_{D1}$ und $S_{D2}$ fließenden Ströme $J_1$ und $J_2$ um 90° phasenverschoben. Es kommt demnach darauf an, die Größen $L$, $R$ und $C$ so zu bemessen, daß die Ströme $J_1$ und $J_2$ gleiche Stromstärke besitzen und um 90° gegeneinander verschoben sind, was leicht erreicht werden kann.

## Zusammenfassung.

Es wird ein komplexer Wechselstromkompensator für mittlere Frequenzen (500 bis 5000 Hertz) beschrieben, welcher so beschaffen ist, daß diejenigen Teile, an denen die zur Kompensation dienenden Teilspannungen abgenommen werden, von den übrigen Teilen des Apparates vollkommen isoliert sind. Die beiden Teilspannungen werden dargestellt durch zwei um 90° in der Phase gegeneinander verschobene und in bezug auf Größe und Richtung einzeln regelbare


Digitized by Google

*EMKe*, welche in den Sekundärspulen zweier in der Kopplung kontinuierlich veränderlicher, eisenfreier Transformatoren (Lufttransformatoren) induziert werden, deren Primärspulen von zwei um 90° gegeneinander phasenverschobenen Strömen durchflossen werden. Um ohne Zuhilfenahme von Stromwendern Spannungsvektoren in allen Quadranten kompensieren zu können, werden dabei als Lufttransformatoren zwei gleichartige Drehspulvariatoren für gegenseitige Induktion verwendet, welche kontinuierlich veränderbare Teilspannungen positiven und negativen Vorzeichens zwischen Null und dem Höchstwert einzustellen und an entsprechend geeichten Skalen unmittelbar abzulesen gestatten. Durch geeignete Dimensionierung der rechteckig geformten feststehenden und drehbaren Variatorspulen wird ein praktisch linearer Verlauf dieser Skalen erzielt.

Bei der Messung werden durch Drehen der drehbar angeordneten Primärspulen der Lufttransformatoren die beiden in den feststehenden Sekundärspulen induzierten *EMKe* so lange geändert, bis das Nullinstrument (Vibrationsgalvanometer oder Telephon) Stromlosigkeit anzeigt. Die beiden gleichartig beschaffenen Sekundärspulen sind derart in Reihe geschaltet, daß die von elektromagnetischen Fremdfeldern in diesen Spulen etwa induzierten *EMKe* gegeneinander wirken, sich also gegenseitig vollkommen aufheben. Infolge der Isolierung der Sekundärspulen von den übrigen Teilen der Meßanordnung treten Störungen durch Isolations- und Kapazitätsströme, Unsymmetrie der Stromquelle usw. nicht auf; besondere Vorsichtsmaßregeln (elektrostatische Abschirmungen u. dgl.) sind daher im allgemeinen nicht erforderlich. Von besonderem Vorteil ist der aus dem Meßprinzip sich ergebende konstruktiv sehr einfache, auch einer derberen Behandlung angepaßte Aufbau, bei dem mechanisch empfindliche Teile, wie Meßdrähte, Schleifkontakte usw., vermieden werden.

(Eingegangen am 10. August 1929.)

---

# Eine neue Braun'sche Röhre.

**Hanns von Hartel,** Berlin.

Im Laboratorium Manfred von Ardenne wurde von Manfred von Ardenne und dem Verfasser eine Kathodenstrahl-Oszillographenröhre[1]) entwickelt, die vor den bisher bekannten Braun'schen Röhren einige Vorzüge aufweist.

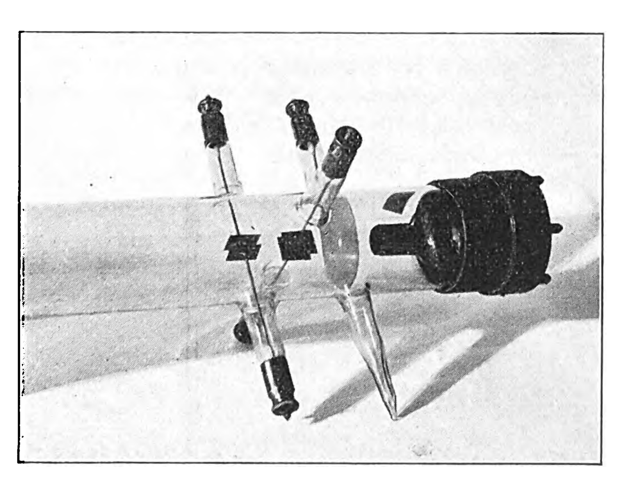


Bild 1.
Elektrodenanordnung der Braun'schen Röhre.

Das Prinzip eines Kathodenstrahl-Oszillographen besteht bekanntlich darin, daß ein Elektronenstrahl durch ein elektrisches oder magnetisches Feld aus seiner geraden Bahn abgelenkt wird. Die Auftreffstelle des Strahles ist auf einem Fluoreszenzschirm sichtbar. Wegen der Trägheitslosigkeit der Elektronen folgt der Strahl auch den schnellsten elektrischen Schwingungen, deren Kurvenform nach bekannten Methoden auf diese Weise aufgenommen werden kann.

1) Generalvertretung E. Leybold, Untervertretung Charlottenburger Motorenges. Preis 200 Mark.

Das Bild 1 zeigt die Anordnung der Elektroden. Innerhalb des Zylinders befindet sich eine auf der Abbildung nicht sichtbare Glühkathode zur Erzeugung der Elektronen. Diese werden durch eine positive Spannung an der kreisförmigen Platte beschleunigt und treten als Elektronenstrahl durch das Loch der Platte. Zur Zentrierung des Strahles wird dem Zylinder eine negative Spannung erteilt, durch welche die Elektronen zusammengehalten werden. Die zwei Paare der Ablenkelektroden haben eine Kapazität von nur einigen Zentimetern, was mit Rücksicht auf Messungen von Hochfrequenz-Spannungen, insbesondere in Verbindung mit aperiodischen Verstärkern, wichtig ist.

Die Anordnung des Zylinders verhindert eine Störung durch das Licht des Glühfadens. Weiter ermöglicht gerade diese Anordnung die Erzeugung eines sehr scharfen Brennfleckes, dessen Helligkeit zum direkten Photographieren eines elektrischen Vorganges ausreicht.

Der Fluoreszenzschirm besteht aus einer Schicht von geeignet vorbehandeltem Calzium-Wolframat. Das blaue Fluoreszenzlicht ergibt eine besonders starke Wirkung auf lichtempfindliche Schicht der normalen Filme.

In der Röhre ist ein Gasrest gelassen, durch den eine schärfere Einstellung des Brennfleckes erreicht und der Einfluß von Wandladungen herabgesetzt wird. Die im Gegensatz zu den Ionenröhren geringen Betriebsspannungen und die Art des Gases bieten eine Gewähr dafür, daß sich der Druck in der Röhre während des Betriebes nicht ändern kann.

Der Glühfaden der Röhre wird mit etwa 0,5 Volt betrieben und verbraucht einen Strom von etwa 0,8 Ampere. Bei richtigem Betrieb ist das Licht des Fadens kaum zu erkennen. Die Spannung an der

Digitized by Google

Anode beträgt zwischen 800 und 3000 Volt, je nachdem ob nur eine Sichtbarmachung oder eine direkte Photographierung der Kurven gewünscht wird. Die Spannung am Zylinder hat etwa den zehnten Teil der Anodenspannung. Der genaue Wert dieser Spannung, bei der die richtige Schärfe des Brennfleckes erhalten wird, muß bei Inbetriebnahme der Röhre richtig eingestellt werden und ist etwa abhängig von der Heizung des Glühfadens.

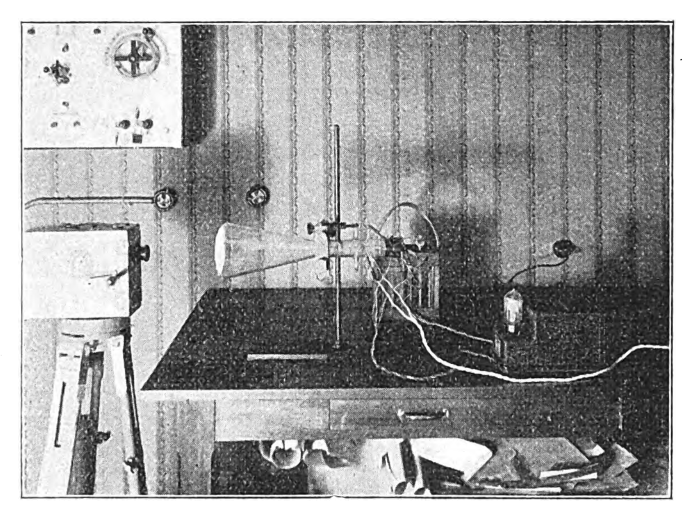


Bild 2.
Anordnung zur Aufnahme von Wechselspannungskurven.

Der Strahl tritt durch die Ablenkelektroden geradlinig zum Fluoreszenzschirm. Er wird allerdings durch das magnetische Feld der Erde etwas abgelenkt, so daß der Punkt nicht in die Mitte des Schirmes fällt. Das Erdfeld läßt sich aber leicht mit Hilfe eines kleinen Stahlmagneten kompensieren und auf diese Weise wird der Strahl auf die Mitte des Schirmes gelenkt.

Die erforderlichen hohen Spannungen können Anodenbatterien entnommen werden. Da die Röhre im Betrieb nur Bruchteile eines Milliampers benötigt, werden die Batterien nur sehr schwach belastet. Wirtschaftlicher arbeitet man besonders bei Anwendung von Spannungen über 1000 Volt bei Entnahme der Spannungen aus dem Lichtnetz. Durch geeignete Spannungsteilung kann gleichfalls die negative Zylinderspannung aus dem Netz entnommen werden. Eine Heizung der Röhre mit Wechselstrom ist wegen der Störung durch das magnetische Wechselfeld am Faden nicht möglich.

Die Empfindlichkeit der Röhre entspricht einer Ablenkung des Strahles um etwa ein Millimeter pro Volt. Das Bild 2 zeigt eine Anordnung zur direkten photographischen Aufnahme von Wechselspannungen.

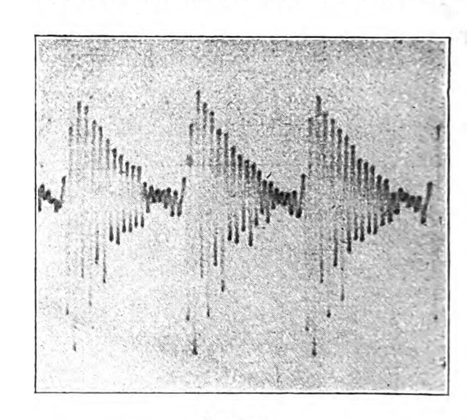


Bild 3.
Klangkurve des Vokals „*E*".

In Bild 3 ist ein mit dieser Röhre aufgenommenes Bild des Vokales *e* wiedergegeben. Zur Aufnahme diente ein Mikrophon mit Transformator ohne zusätzliche Verstärkung.

**Zusammenfassung.**

Es wird eine Braun'sche Röhre mit Glühkathode als Elektronenquelle und zwei gekreuzten Plattenelektroden zur elektrischen Ablenkung des Kathodenstrahles beschrieben, deren Empfindlichkeit etwa 1 Millimeter pro Volt beträgt.

(Eingegangen am 2. Oktober 1929.)

---

# Zusammenfassender Bericht.

# Die geoelektrischen Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom.

Von **Wilhelm Geyger.**

(Schluß*.)

### Die bei den geoelektrischen Methoden benutzten Meßprinzipien.

G l e i c h s t r o m m e s s u n g e n. Bei dem im Jahre 1912 von S c h l u m b e r g e r[18]) eingeführten Gleichstromverfahren wurde der zu untersuchende Untergrund über zwei Elektroden mit einem Gleichstrom beschickt und die räumliche Verteilung von Punkten gleichen Potentials an der Erdoberfläche durch Aufnahme von Aequipotentiallinien festgestellt. Der Verlauf der aufgenommenen Aequipotentiallinien wurde dann mit dem Verlauf der für einen elektrisch homogenen Untergrund gültigen Aequipotentiallinien (Normalbild) verglichen und aus den Abweichungen vom Normalbild auf die Anwesenheit von Einlagerungen besserer oder schlechterer Leitfähigkeit geschlossen.

Nach der S c h l u m b e r g e r schen Methode mußten, um die die Messungen störenden Wirkungen von Polarisationserscheinungen und natürlichen Erdströmen auszuschalten, sog. unpolarisierbare Son-

*) I. Teil ds. Zeitschr. 34, S. 184, 1929, Heft 5.

[18]) C. Schlumberger, „Etude sur la prospection du sous-sol". Verlag Gautier-Villars, Paris 1920. Vgl. auch: D.R.P. Nr. 269 928 (6. November 1912).


Digitized by Google

den[19]) benutzt und die Pole der an die Elektroden angelegten Stromquelle periodisch vertauscht werden. Als Anzeigeinstrument für den Sondenstromkreis konnte man nur ein hochempfindliches Galvanometer verwenden. Dies waren Nachteile, welche die praktische Durchführung solcher Untersuchungen sehr erschwerten. Es war daher naheliegend, an Stelle von Gleichstrom Wechselstrom anzuwenden, da hier von Polarisations- und Eigenströmen nicht beeinflußbare, für den Feldgebrauch handliche und dabei elektrisch hochempfindliche Anzeigeinstrumente (Telephon oder Vibrationsgalvanometer) benutzt werden können, die sich gegenüber dem Gleichstromgalvanometer durch erhebliche Widerstandsfähigkeit auszeichnen und, da sie keine Trägheit besitzen, ein beträchtlich schnelleres Messen gestatten. Bei Verwendung von Wechselstrom kann man die unbequemen und zerbrechlichen unpolarisierbaren Sonden durch gewöhnliche, mechanisch widerstandsfähige Eisenstäbe ersetzen und Verstärkervorrichtungen benutzen, welche die Empfindlichkeit der Meßanordnung erheblich zu steigern ermöglichen. Ferner ist es, wie bereits erwähnt, bei Anwendung von Wechselstrom möglich, im Boden auf rein induktivem Wege Ströme zu erzeugen, sowie auch die von den Bodenströmen erzeugten magnetischen Felder mittels Meßspulen (Induktionsrahmen) auszumessen.

Wechselstrommessungen. Die Vermessung der Verteilung von Wechselstrom im Untergrunde bei geoelektrischen Untersuchungen wurde zunächst in derselben Weise wie bei Verwendung von Gleichstrom durchgeführt. Jahrelang wurde von den meisten geophysikalischen Gesellschaften mit Wechselstrom nach der Aequipotentiallinienmethode gearbeitet. Da jedoch eine exakte Aufnahme von Aequipotentiallinien bei Wechselstrom prinzipiell nicht möglich ist, mußten andere Wege beschritten werden, um die bei Wechselstrom auftretenden elliptisch polarisierten Strömungsfelder einwandfrei untersuchen zu können. Bei Sondenmessungen mußte man dazu übergehen, die im Untersuchungsgebiete an den Sonden auftretenden Wechselspannungen nach Größe und Phase zu messen, und zwar so, daß bei den Messungen dem Boden kein Strom entnommen wird. Ebenso mußten bei der Ausmessung der von den Bodenströmen erzeugten elliptisch polarisierten magnetischen Felder mittels Induktionsrahmen, die am Rahmen auftretenden Wechselspannungen nach Größe und Phase gemessen werden, und zwar derart, daß dieser bei den Messungen stromlos ist.

Das für derartige Messungen geeignetste Meßverfahren ist die Kompensationsmethode, die ermöglicht, die Amplitude der Sonden- bzw. Rahmenspannung und ihre Phasenverschiebung gegen eine Vergleichsspannung oder einen Vergleichsstrom mit großer Genauigkeit zu messen. Mit der Anwendung der Kompensationsmethode bei geoelektrischen Untersuchungen mit Wechselstrom trat die Entwicklung der geoelektrischen Methoden in ein neues Stadium.

[19]) Diese Sonden bestehen im wesentlichen aus einem porösen Tongefäß, das z. B. eine konzentrierte Lösung von Kupfersulfat enthält, in welche eine Kupferstange eintaucht (vgl. z. B. D.R.P. Nr. 269928). Es bleiben jedoch selbst bei guten Sondenkonstruktionen dieser Art noch Störspannungen durch Konzentrationsketteneffekte übrig.

Wird dem Untergrunde mittels Elektroden ein Wechselstrom zugeführt, so treten folgende Ströme und magnetischen Felder auf:

1. Der Strom in den Zuführungsleitungen zu den Elektroden (Leitungsstrom) und sein magnetisches Feld.
2. Der im Untergrunde zwischen den Elektroden fließende Strom und sein magnetisches Feld.
3. Die vom magnetischen Felde des Leitungsstromes im Untergrunde induzierten Wirbelströme und ihre magnetischen Felder.
4. Die Wirbelströme, welche von dem im Untergrunde zwischen den Elektroden fließenden Strome im Untergrunde induziert werden, und ihre magnetischen Felder.

Diese elektrischen und magnetischen Wechselfelder, welche elektrodynamisch voneinander abhängen, bilden ein zusammengesetztes elektromagnetisches Feld, dessen Berechnung von Thomson, Rüdenberg, Haberland und anderen Autoren behandelt worden ist[20]). Unter Berücksichtigung dieser Betrachtung ergeben sich sowohl für den Bodenstrom, als auch für das magnetische Feld der im Untergrunde wirksamen Ströme mehrere Komponenten, die stets verschiedene Phasen haben und im allgemeinen auch verschiedenen räumlichen Verlauf aufweisen, somit also elliptisch polarisierte Strömungsfelder und magnetische Felder.

Darstellung der auftretenden Schwingungsvorgänge. Zur Darstellung der an den einzelnen Meßpunkten herrschenden zeitlichen und räumlichen Schwingungsvorgänge ergeben sich nach Ambronn[21]) folgende Möglichkeiten:

1. Die Darstellung der vom Stromvektor bzw. magnetischen Feldvektor umschriebenen Schwingungsellipsen, d. h. die Bestimmung der Lage, Form und Phasenverteilung der Schwingungsellipsen durch (graphische oder rechnerische) Ableitung aus den Amplituden- und Phasenwinkelwerten der in den einzelnen Meßpunkten in verschiedenen räumlichen Richtungen gemessenen Sonden- bzw. Rahmenspannungen.

2. Die Darstellung von Momentanfeldern, d. h. die Bestimmung zweier linearer, die elliptische Schwingung ergebender Schwingungskomponenten, welche gegeneinander und gegen eine Normalphase bestimmte Phasenverschiebungen aufweisen.

Die erstgenannte Methode läßt sich durchführen, indem entweder die Bestimmungsstücke der Schwingungsellipse selbst oder aber die Amplituden und die Phasen ihrer rechtwinkligen Komponenten dargestellt

[20]) Vgl. z. B. J. J. Thomson, „Recent researches in electricity and magnetism“, Oxford 1893, S. 262 bis 295; vgl. auch Sommerfeld, Ann. d. Phys. 67, S. 234, 1899. — O. Oldenberg, Arch. f. Elektrot. 9, S. 289, 1920. — M. Abraham, Zeitschr. angew. Math. u. Mech. 2, S. 109, 1922. — R. Rüdenberg, Zeitschr. angew. Math. u. Mech. 5, S. 361, 1925; vgl. auch: R. Rüdenberg, ETZ 46, S. 1342, 1925 und ETZ 47, S. 322 und 359, 1926. — G. Haberland, Zeitschr. angew. Math. u. Mech. 6, S. 366, 1926. — W. Lühr, Dissertation Darmstadt 1923. — F. Reich und F. Fischer, Zeitschr. f. Phys. 32, S. 327, 1925. — O. Mayr, ETZ 46, S. 1352 und 1436, 1925. — E. Pautsch, Gerlands Beiträge zur Geophysik 20, S. 85—98, 1928. In dieser Arbeit wird auch die Frage der Flächen- und Tiefenausbreitung der Erdströme behandelt und die Daten für verschiedene Frequenzen (zwischen 50 und 50000 Hertz) gegeben.

[21]) R. Ambronn, „Elektrische Bodenforschung mittels Wechselströmen“, Gerlands Beiträge zur Geophysik 19, S. 5—58, 1928.

Digitized by Google

werden. Bei Sondenmessungen benötigt man zur vollständigen Definition der Ellipse vier voneinander unabhängige Bestimmungsstücke, und zwar

1. die Länge der großen Achse der Ellipse,
2. die Länge der kleinen Achse der Ellipse,
3. die Phase der großen Achse der Ellipse,
4. den Winkel zwischen einer Normal- (z. B. Nord-Süd-) Richtung und der großen Achse der Ellipse.

Für eine Schwingungsellipse im Raume (bei Rahmenmessungen) benötigt man zur vollständigen Definition sechs voneinander unabhängige Bestimmungsstücke; als solche kann man benutzen

1. die Länge der großen Achse der Ellipse,
2. die Länge der kleinen Achse der Ellipse,
3. die Phase der großen Achse der Elipse,
4. die Streichrichtung der Ellipsenebene,
5. das Einfallen der Ellipsenebene,
6. den Winkel zwischen der Streichrichtung und der großen Achse der Ellipse.

Die Darstellung der Strömungsfelder und magnetischen Felder durch Momentanfelder ist besonders zweckmäßig, da hier alle miteinander in Beziehung gebrachten Sonden- bzw. Rahmenspannungen die gleiche Phase besitzen und sich nur durch ihre Größe voneinander unterscheiden. Eine für derartige Untersuchungen vorzüglich geeignete Darstellung ergibt sich, wenn man die an den Sonden bzw. am Rahmen jeweilig auftretende Spannung in zwei um 90° gegeneinander phasenverschobene Komponenten zerlegt, die gegen eine Normalphase bestimmte Phasenverschiebungen aufweisen. Dabei ist es zweckmäßig, diese Zerlegung so vorzunehmen, daß die beiden Komponenten gegen die Vergleichsspannung bzw. den Vergleichsstrom um 0° bzw. 90° in der Phase verschoben sind, und den Leitungsstrom als Vergleichsstrom zu benutzen. In diesem Falle kann man nach Bild 15 die Sonden- bzw. Rahmenspannung $E$, welche gegen den Leitungsstrom $J$ um den Phasenwinkel $\varphi$ verschoben ist, zerlegen in eine Komponente $E_1 = E \cdot \cos \varphi$, die mit dem Strome $J$ phasengleich ist, und eine gegen diesen Strom um 90° phasenverschobene Komponente $E_2 = E \cdot \sin \varphi$. Entsprechend der in der Wechselstromtechnik üblichen Bezeichnungsweise kann man die mit dem Leitungsstrome $J$ phasengleiche Komponente $E_1$ als Wirkkomponente und die gegen diesen Strom um 90° phasenverschobene Komponente $E_2$ als Blindkomponente bezeichnen.

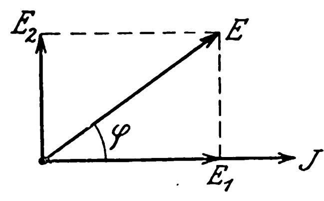



**Bild 15.**
**Zerlegung der Sonden- bzw. Rahmenspannung ($E$) in Wirkkomponente ($E_1$) und Blindkomponente ($E_2$).**

Werden die Komponenten $E_1$ und $E_2$ in den einzelnen Meßpunkten des zu untersuchenden Gebietes in verschiedenen räumlichen Richtungen ermittelt, so erhält man auf graphischem oder rechnerischem Wege die beiden Momentanfelder, welche die wahre Spannungs- bzw. Stromverteilung bzw. die Verteilung des magnetischen Feldes an der Erdoberfläche für die Phasen von $E_1$ und $E_2$ darstellen. Diese Momentanfelder werden gebildet durch die Gesamtheit aller im ganzen Untersuchungsgebiete zur gleichen Phase (von $E_1$ bzw. $E_2$) gehörigen Spannungsvektoren. Entsprechend den obigen Bezeichnungen für $E_1$ und $E_2$ kann man die so gebildeten Momentanfelder Wirkfeld und Blindfeld nennen.

In jedem dieser Momentanfelder prägt sich die elektrische Beschaffenheit des Untergrundes aus, und zwar prägen sich elektrisch verschiedenartige Einlagerungen in dem Wirk- und Blindfeld in verschiedener Weise aus. Durch entsprechende zeichnerische Darstellung von Schmiegungslinien an die mit Hilfe zweier Sonden in den einzelnen Meßpunkten ermittelten Richtungen größter Wirk- und Blindspannung (Wirkstromrichtung und Blindstromrichtung) erhält man ein Bild der räumlichen Spannungs- bzw. Strömungsverteilung an der Erdoberfläche für die Phasen von $E_1$ und $E_2$. Die Darstellungsart des Strömungsverlaufes durch Ableitung der Momentanfelder ist allen anderen Darstellungen vorzuziehen und hat daher für die Praxis ganz besondere Bedeutung erlangt.

Art der benutzten Kompensationsmeßverfahren. Was die zur Messung der an den Sonden bzw. am Induktionsrahmen jeweilig auftretenden Wechselspannung dienenden Kompensationsmeßverfahren anbetrifft, so wird diese Spannung kompensiert durch eine in bezug auf Amplitude und Phase veränderbare Vergleichsspannung, welche an einem Wechselstromkompensator abgenommen wird. Die im Untergrunde auf galvanischem oder induktivem Wege erregten Wechselströme und der zur Speisung des Wechselstromkompensators dienende Strom werden vom gleichen Generator erzeugt, um zu erreichen, daß die beiden gegeneinander zu kompensierenden Spannungen (Sonden- bzw. Rahmenspannung und Vergleichsspannung) absolut gleiche Frequenz haben. Die für vollkommene Kompensation (vollkommene Stromlosigkeit des Sonden- bzw. Rahmenstromkreises und des in denselben eingeschalteten Nullinstrumentes) bestehende Bedingung, daß auch die Kurvenform dieser beiden Spannungen die gleiche sein muß, ist praktisch meistens nicht erfüllbar, da die Kurvenformen der in der Meßanordnung wirksamen Ströme und Spannungen im allgemeinen mehr oder weniger verzerrt sind. Benutzt man zur Abgleichung ein Nullinstrument, das nur auf Ströme von der Frequenz der Grundwelle, nicht aber auf die höheren Harmonischen anspricht (z. B. ein auf die Grundwelle abgestimmtes Vibrationsgalvanometer), so werden nur die Grundwellen der in der Meßanordnung wirksamen Ströme und Spannungen zur Messung herangezogen, und das Nullinstrument zeigt Stromlosigkeit an, wenn die Grundwellen der Sonden- bzw. Rahmenspannung und der am Wechselstromkompensator abgenommenen Vergleichsspannung amplitudengleich und in bezug auf den Kompensationskreis um 180° gegeneinander in der Phase verschoben sind. Es wird dann nur die Grundwelle der Sonden- bzw. Rahmenspannung gemessen, da die höheren Harmonischen auf die Messung keinen Einfluß haben.

Ueber die bei geoelektrischen Untersuchungen mit Wechselstrom in der Praxis benutzten Kompen-


Digitized by Google

sationsmeßanordnungen sind in der Literatur nur spärliche Angaben vorhanden, da die Schaltungen der von den verschiedenen geophysikalischen Gesellschaften verwendeten Meßapparaturen von diesen Gesellschaften geheim gehalten werden. Aus den einschlägigen Patentschriften[22]) ergibt sich, daß wohl allgemein das folgende, durch das schematische Bild 16 gekennzeichnete Kompensationsmeßverfahren angewendet wird[23]). Es stellt $W$ den zur Erregung der Wechselströme im Untergrunde dienenden Generator

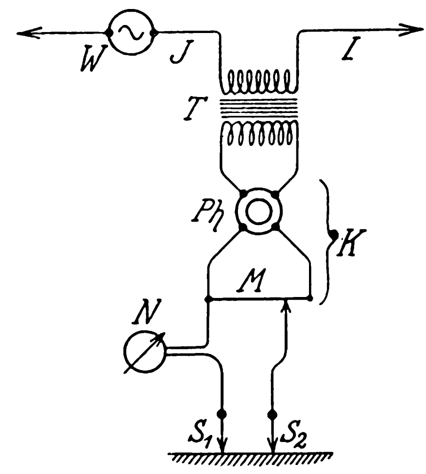



Bild 16.
Kompensationsmessanordnung bei Verwendung eines Phasenschiebers.

dar, welcher durch die Leitung $L$ mit den zur Uebertragung der elektrischen Energie in den Boden bestimmten Vorrichtungen (Elektroden bzw. Leiterschleife) verbunden ist. Der Wechselstromkompensator $K$, im wesentlichen bestehend aus Kompensationswiderstand (z. B. Schleifdraht) $M$ und Phasenschieber $Ph$, ist beispielsweise unter Zwischenschaltung eines Isoliertransformators $T$ in die Leitung $L$ eingeschaltet und ermöglicht, die an den Sonden $S_1$ und $S_2$ bzw. am Rahmen jeweilig auftretenden Wechselspannungen durch Regulieren von $M$ und $Ph$ zu kompensieren, so daß das Nullinstrument $N$ vollkommen stromlos wird. Nach erfolgter Kompensation wird die Amplitude $E$ der Sonden- bzw. Rahmenspannung am Kompensationswiderstand $M$ abgelesen, während der Phasenwinkel $\varphi$ zwischen dieser Spannung und einer Vergleichsspannung oder einem Vergleichsstrom, z. B. dem Leitungsstrom $J$, am Phasenschieber $Ph$ abgelesen wird.

Bei Anwendung dieses Meßverfahrens werden im allgemeinen an allen Meßpunkten des zu untersuchenden Gebietes in 2 (bei Sondenmessungen) bzw. 3 (bei Rahmenmessungen) zueinander räumlich senkrechten Richtungen Amplitude und Phase der Sonden- bzw. Rahmenspannung gemessen und aus den so gewonnenen Werten auf graphischem oder rechnerischem Wege die oben aufgezählten Bestimmungsstücke der Schwingungsellipsen ermittelt. Zur Darstellung der Momentanfelder werden im allgemeinen mit der in Bild 16 schematisch dargestellten Kompensationsmeßanordnung die Amplitude $E$ der Sonden- bzw. Rahmenspannung und der Phasenwinkel $\varphi$ zwischen dieser Spannung und einer Normalphase, z. B. dem Leitungsstrome $J$, gemessen und die beiden Komponenten $E_1$ und $E_2$ nach den Gleichungen

$$E_1 = E\cdot\cos\varphi,\quad E_2 = E\cdot\sin\varphi$$

berechnet oder nach einem entsprechenden graphischen oder mechanischen Verfahren ermittelt.

Da ein solches Vorgehen bei der großen Anzahl der bei geoelektrischen Untersuchungen erforderlichen Meßreihen bzw. Einzelmessungen sehr mühevoll, zeitraubend und daher unwirtschaftlich ist, und da sich bei der Ermittlung der Komponenten $E_1$ und $E_2$ aus den am Wechselstromkompensator abgelesenen Werten $E$ und $\varphi$ Fehler einschleichen können, hat Geyger[24]) ein besonderes Kompensationsmeßverfahren ausgebildet, welches gestattet, die Wirk- und Blindkomponente der Sonden- bzw. Rahmenspannung ohne Zwischenrechnung od. dgl. direkt zu messen und an entsprechend geeichten Skalen der benutzten Kompensationsmeßeinrichtung unmittelbar abzulesen.

Der Grundgedanke der Methode ist folgender: Benutzt man zur Kompensation der Sonden- bzw. Rahmenspannung eine Vergleichsspannung, welche aus zwei hintereinandergeschalteten, um 90° gegeneinander phasenverschobenen Teilspannungen zusammengesetzt ist und sorgt man dafür, daß eine dieser Teilspannungen mit dem Leitungsstrome praktisch phasengleich ist, so entspricht nach erfolgter Kompensation die eine, mit dem Leitungsstrome phasengleiche Teilspannung bezüglich Größe und Phase der Wirkkomponente $E_1$, während die andere, gegen den Leitungsstrom um 90° phasenverschobene Teilspannung bezüglich Größe und Phase der Blindkomponente $E_2$ entspricht. Die Sonden- bzw. Rahmenspannung selbst und ihre Phasenlage zum Leitungsstrome ergeben sich dann aus der geometrischen Summe bzw. aus dem Verhältnis der beiden Teilspannungen.

Die beiden Teilspannungen werden an einem komplexen Wechselstromkompensator abgenommen, welcher an den die Wechselströme im Untergrunde erzeugenden Wechselstromgenerator ebenfalls angeschlossen wird. Als Wechselstromkompensator kann man dabei z. B. den Larsenschen Kompensator[25]) verwenden, bei dem die eine Teilspannung durch Schleifkontakte an einem geeichten Meßdraht abgegriffen wird, der mit der Primärspule eines in der Kopplung veränderlichen eisenfreien Transformators in Reihe geschaltet ist, während die andere Teilspannung durch die in der Sekundärspule dieses Transformators induzierte EMK dargestellt wird. Besonders vorteilhaft ist es, bei den vorliegenden Messungen den Geygerschen „Schleifdraht-Wechselstromkompensator"[26]) zu verwenden, bei dem die beiden Teilspannungen als stetig regelbare Spannungsabfälle an zwei kalibrierten, mit Schleifkontakten versehenen Meßdrähten abgegriffen werden, an welchen zwei um 90° gegeneinander phasenver-

[22]) Vgl. z. B. D.R.P. Nr. 464767 (14. November 1924) und D.R.P. Nr. 469445 (12. März 1926).

[23]) Eine Abbildung eines für geoelektrische Untersuchungen benutzten „Messkarrens" findet man bei R. Ambronn, Internationale Bergwirtschaft 2, S. 220, 1927 (dazugehörige kurze Beschreibung auf S. 223).

[24]) Vgl. W. Geyger, „Die Anwendung des komplexen Wechselstromkompensators bei geoelektrischen Untersuchungen." Arch. f. Elektrot. 23, S. 109, 1929.

[25]) A. Larsen, ETZ 31, S. 1039, 1910.

[26]) W. Geyger, ETZ 45, S. 1348, 1924 und Arch. f. Elektrot. 17, S. 213, 1926.

Digitized by Google

schobene Wechselspannungen von gleicher Amplitude wirksam sind. Die Mittelpunkte der beiden Meßdrähte sind miteinander leitend verbunden, und es lassen sich an je zwei der vier Meßdrahthälften, die den Achsen eines rechtwinkligen Koordinatensystem entsprechen, Kompensationsspannungen beliebiger Phase abgreifen, so daß ohne Zuhilfenahme von Stromwendern beliebige Spannungen in allen vier Quadranten kompensiert werden können. Die bei Kompensation abgegriffenen Teilspannungen, welche den wirksamen Meßdrahtlängen proportional sind, werden an zwei unter den Meßdrähten angebrachten Skalen unmittelbar abgelesen.

Die Anwendung des Schleifdraht-Wechselstromkompensators bei geoelektrischen Untersuchungen nach der beschriebenen Methode führt zu der in Bild 17 dargestellten Meßschaltung, die sich von der

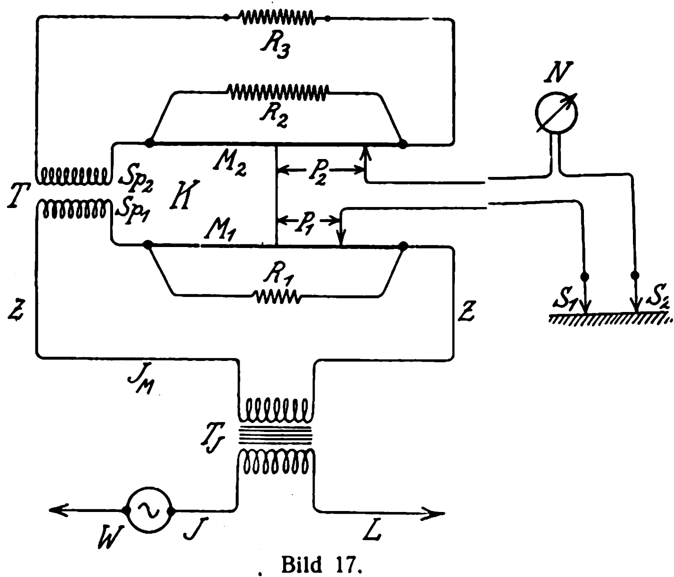



Bild 17.
**Kompensationsmessanordnung bei Verwendung des Geyger'schen Schleifdraht-Wechselstromkompensators in Verbindung mit einem Stromwandler.**

bisher allgemein gebräuchlichen, in Bild 16 wiedergegebenen Schaltung im Prinzip nur dadurch unterscheidet, daß die aus dem Kompensationswiderstand und dem Phasenschieber bestehende Kompensationsmeßeinrichtung durch den Schleifdraht-Wechselstromkompensator ersetzt ist. Es stellt wieder $W$ den zur Erregung der Wechselströme im Untergrunde dienenden Generator dar und $L$ die Leitung, welche den Generator mit den Elektroden bzw. der Leiterschleife verbindet. Der Schleifdraht-Wechselstromkompensator $K$, im wesentlichen bestehend aus den beiden Meßdrähten $M_1$ und $M_2$, die in der aus Bild 17 ersichtlichen Weise mit den Spulen $Sp_1$ und $Sp_2$ des (in der Kopplung unveränderlichen) eisenfreien Transformators $T$, den Hilfswiderständen $R_1$, $R_2$, $R_3$ und den Stromzuführungsleitungen $Z$ verbunden sind, ist unter Zwischenschaltung eines Stromwandlers $T_J$ in die Leitung $L$ eingeschaltet, so daß der im Kompensator fließende Strom (Meßstrom) $J_M$ mit dem Leitungsstrome $J$ praktisch phasengleich ist. Die Phasenabweichung des Stromwandlers beträgt bei dieser Anordnung, wie früher gezeigt worden ist[27]), nur etwa 10 min, darf also bei den vorliegenden Messungen stets vernachlässigt werden. Durch Regulieren der beiden an den Meßdrähten abgegriffenen Teilspannungen $P_1$ und $P_2$ wird die an den Sonden $S_1$ und $S_2$ bzw. am Induktionsrahmen jeweilig auftretende Spannung $E$ kompensiert, so daß das Nullinstrument $N$ vollkommen stromlos wird.

Das Vektorendiagramm in Bild 18 zeigt die Phasenverhältnisse bei dieser Messung. Der Meßstrom $J_M$ ist in Anbetracht der Vernachlässigbarkeit der Stromwandler-Phasenabweichung mit dem Leitungsstrome J phasengleich bzw. um 180° gegen diesen Strom verschoben. Die am ersten Meßdraht $M_1$ abgegriffene Teilspannung $P_1$ ist mit $J_M$ phasengleich; die am zweiten Meßdraht $M_2$ abgegriffene Teilspannung $P_2$ ist gegen $J_M$ um 90° verschoben. Da $P_X = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$ nach erfolgter Kompensation in bezug auf Größe und

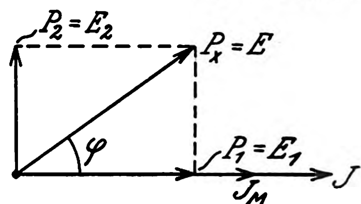



Bild 18.
**Diagramm der Ströme und Spannungen bei der Meßanordnung nach Bild 17.**

Phase der Sonden- bzw. Ramenspannung entspricht, so muß $P_1$ der Wirkkomponente $E_1$, $P_2$ der Blindkomponente $E_2$ nach Größe und Phase entsprechen, d. h. nach erfolgter Kompensation ist

$$P_1 = E_1 = E \cdot \cos\varphi, \quad P_2 = E_2 = E \cdot \sin\varphi.$$

Die Komponenten $E_1$ und $E_2$ können also an den beiden Meßdrähten des Kompensators direkt abgelesen werden.

Da es oft darauf ankommt, lediglich die relative Verteilung der Sonden- bzw. Rahmenspannungen im Untersuchungsgebiet zu ermitteln, so genügt es, bei der Darstellung der Meßergebnisse die an den Kompensator-Schleifdrähten bei Kompensation abgegriffenen Meßdrahtlängen an den Meßdrahtskalen in Millimetern abzulesen und in die Tabellen oder Kurvenblätter einzutragen. Irgendwelche Zwischenrechnungen fallen fort. Die Sonden- bzw. Rahmenspannung selbst und ihre Phasenlage zum Leitungsstrome ergeben sich, wie bereits erwähnt, aus der geometrischen Summe bzw. aus dem Verhältnis der beiden Teilspannungen. Bezüglich des exakten Maßstabes sei hier bemerkt, daß die beiden Teilspannungen $P_1$ und $P_2$ am Kompensator in elektrischen Spannungseinheiten direkt abgelesen werden können. Was die praktische Durchführung der eigentlichen Kompensationsmessungen, d. h. die Abgleichung der Meßanordnung auf Stromlosigkeit des Vibrationsgalvanometers bzw. Telephons betrifft, so nimmt diese Abgleichung, die hier in eigenartiger Weise durch wechselweises Verschieben der beiden Kompensator-Schleifkontakte erzielt wird, nur sehr wenig Zeit in Anspruch und ermöglicht, längere Meßreihen in verhältnismäßig kurzer Zeit auszuführen.

Bei Anwendung des behandelten Meßverfahrens wird man im allgemeinen an allen Meßpunkten des zu untersuchenden Gebietes in 2 (bei Sondenmessungen) bzw. 3 (bei Rahmenmessungen) zueinander räum-

[27]) Vgl. W. Geyger, Arch. f. Elektrot. 17. S. 229, 1926 und 81, S. 371, 1927.

Digitized by Google

lich senkrechten Richtungen die Wirk- und Blindkomponente der Sonden- bzw. Rahmenspannung direkt messen und aus den so gewonnenen Werten in bekannter Weise die beiden jeweiligen Strom- bzw. Feldrichtungen, sowie die in diesen Richtungen wirksamen Höchstwerte der Wirk- und Blindspannung bestimmen. Sind diese Richtungen jedoch bekannt, so genügt es, die Wirk- und Blindkomponente in diesen Richtungen zu messen. In manchen Fällen kann es zweckmäßig sein, die Wirk- und Blindkomponente in einer größeren Anzahl (z. B. 6 oder 12) räumlichen Richtungen zu messen.

Die schwedischen und schwedisch-amerikanischen geophysikalischen Gesellschaften[28]) arbeiten im allgemeinen mit Wechselströmen von 500 Hertz und benutzen zur Ausmessung der vertikalen und horizontalen Feldkomponenten mittels Induktionsrahmen einen von Sundberg und Lindblom konstruierten Wechselstromkompensator, über dessen Aufbau und Wirkungsweise nichts Näheres mitgeteilt wird. Wo die Aenderung der Phasen zwischen benachbarten Punkten so gering ist, daß sie vernachlässigt werden kann, gelangt eine ohne Kompensator arbeitende Zweirahmenmethode zur Anwendung, bei welcher die in zwei an benachbarten Punkten aufgestellten Industionsrahmen induzierten EMKe durch entsprechendes Verändern der Winkelstellung des einen Rahmens gegeneinander kompensiert werden. Diese Methode gestattet, die Intensitätsänderung des Feldes auf sehr einfache Weise zu messen. Eine kurz erwähnte Dreirahmenmethode ist, wie die Kompensatormethode, imstande, das wahre Verhältnis der Intensität der Feldkomponenten und die zugehörigen Phasenverschiebungen zwischen zwei Meßpunkten zu ermitteln.

Eine Reihe geophysikalischer Gesellschaften verzichten auf quantitative, die Phasenverhältnisse berücksichtigende Vermessungen und begnügen sich damit, an den einzelnen Meßpunkten die Richtung des elektromagnetischen Feldes mit Hilfe eines nach allen Richtungen hin drehbaren Induktionsrahmens zu ermitteln, an den unter Zwischenschaltung eines Röhrenverstärkers ein Telephon als Nullinstrument angeschlossen ist. Bei diesen Methoden wird zunächst der Rahmen so eingestellt, daß das Telephon stromlos wird und dann die Winkelstellung des Rahmens an entsprechenden Winkelskalen abgelesen.

Bei der „Elbof"-Methode[29]), welche mit Wechselstrom von 500 Hertz und galvanischer Stromzuführung zum Erdboden arbeitet, wird ein um eine horizontale und eine vertikale Achse drehbarer Induktionsrahmen angewendet, der über einen Verstärker mit einem Nulltelephon verbunden ist.

Das mit Hochfrequenzströmen von 30 000 bis 50 000 Hertz und induktiver Energieübertragung arbeitende Verfahren der Radiore Co.[30]) und eine diesem Verfahren ähnliche, von Mason[31]) angegebene Methode, bei welcher Hochfrequenzströme bis zu 60 000 Hertz und induktive Energieübertragung verwendet werden, benutzen einen beliebig drehbaren Induktionsrahmen, der über eine Verstärkervorrichtung mit einem Nulltelephon verbunden ist. Die bei diesen Methoden zur Anwendung gelangende Senderspule ist — im Gegensatz zu dem oben beschriebenen Sundbergschen Verfahren mit horizontaler Leiterschleife — vertikal angeordnet. Dem die Senderspule durchfließenden Hochfrequenzstrom wird eine Schwingung von 500 Hertz zum Zwecke des Telephonempfangs überlagert.

**Die praktische Durchführung der Geländemessungen.**

Der Arbeit im Gelände geht im allgemeinen eine Prüfung der elektrischen Eigenschaften des gesuchten Erzes und des dasselbe umgebenden Nebengesteins voraus. Bei Bestimmung des spezifischen Widerstandes einer Erz- oder Gesteinsprobe wird das Probestück z. B. zwischen zwei Quecksilber-Kontaktflächen angeordnet und der Widerstand in einer Brückenanordnung mit Wechselstrom gemessen. Zur Beurteilung der Anwendbarkeit von Methoden mit induktiver Energieübertragung zum Erdboden werden die elektromagnetischen Eigenschaften des gesuchten Erzes in der Weise untersucht[32]), daß auf oder um ein Probestück eine wechselstromdurchflossene Spule gelegt wird. Die in dem Erzkörper erzeugten Wirbelströme bewirken eine scheinbare Veränderung des Ohmschen Widerstandes und der Induktivität dieser Spule, woraus man auf die elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Erzes schließen kann.

Bei der praktischen Vermessung im Gelände geht man meistens in der Weise vor, daß man zuerst ein quadratisches Netz von 10 oder 20 m Seitenlänge der Quadrate auf das zu untersuchende Gelände legt und die Quadratpunkte durch in den Boden eingetriebene Holzpflöcke kennzeichnet. In den meisten Fällen wird dann zunächst eine Rekognoszierungsmessung längs Linien mit 40 bis 60 m Abstand voneinander durchgeführt, welche den Zweck hat, die Lage von innerhalb des Untersuchungsgebietes vorhandenen Einlagerungen höherer Leitfähigkeit annähernd zu bestimmen. Die gefundenen Indikationen werden dann genauer untersucht, wobei die Messungen längs Linien mit 10 bis 20 m Abstand voneinander ausgeführt werden. Die Ergebnisse dieser Detailmessung werden auf Karten zusammengestellt und der endgültigen Auswertung zugrunde gelegt.

Die zweckmäßige Auswertung der gefundenen Ergebnisse ist Sache der praktischen Erfahrung. Es hat sich, besonders in den letzten Jahren, gezeigt, daß die systematische Entwicklung der geoelektrischen Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom unter verschiedenen geologischen Verhältnissen erfolgreich gewesen ist und auch weiterhin die Entdeckung von Bodenschätzen mit weitgehender finanzieller Tragweite verspricht[33]).

---

[28]) K. Sundberg und A. Nordstrom, „Electrical Prospecting for Molybdenite at Questa, N. M. „Technical Publication Nr. 122 des American Institute of Mining and Metallurgical Engineers, 1928.

[29]) Vgl. z. B. W. Heine, l. c., S. 122/123 und 154 bis 168.

[30]) J. J. Jakosky, „Operating Principles of Induktive Geophysical Processes". Techn. Publ. Nr. 134 des Amer. Inst. of Min. and Met. Eng., 1928; vgl. auch „Discussion of the Papers on Geophysical Prospecting Presented at the New York Meeting". Febr. 1928. Techn. Publ. Nr. 130 des Amer. Inst. of Min. and Met. Eng., 1928. — C. A. Heiland, l. c., S. 119—125.

[31]) M. Mason, „Geophysical Exploration for Ores", Engineering and Mining Journal 124, S. 806, 1927; vgl. auch M. Mason, Techn. Publ. Nr. 45 des Amer. Inst. of Min. and Met. Eng., 1928.

[32]) Vgl. Sundberg, Lundberg und Eklund, l. c., S. 27

[33]) Eine sehr ausführliche Darstellung über die mit den verschiedenen geoelektrischen Methoden bisher erzielten praktischen Erfolge findet man in dem erwähnten Buche von C. A. Heiland (S. 100—163), das sehr wertvolles statistisches Material enthält.

Digitized by Google

# Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

### Piezogesteuerte Röhrensender.

Brit. Pat. 287 484 (Marconi, 21. März 1927), veröffentlicht am 28. März 1929.

Die Bilder 1 und 2 zeigen piezogesteuerte Röhrensender, bei denen der Piezokristall $P$ in den Kopplungskreisen zwischen Anoden- und Gitterkreis eingeschaltet ist. Parallel zu dem Piezokristall $P$ ist ein Neutralisationskondensator $C_n$ geschaltet. Zwischen Anode und Gitter liegen außerdem noch Ausgleichskondensatoren $C_a$.

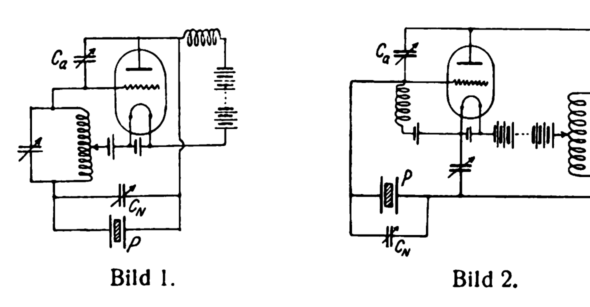



Bild 1. Bild 2.

### Piezoeinrichtung.

Franz. Pat. 650 367 (Lorenz, 30. März 1927), veröffentlicht am 8. Januar 1929.

Bei der in Bild 3 dargestellten Piezoeinrichtung ist der Piezokristall $P$ in einer Vakuumröhre untergebracht. Um die Schwingungsdämpfung zu verringern, ist der Kristall zwischen Federn $E$ gelagert, die zugleich als Zuführungen zu den Elektroden dienen. Die Elektroden werden durch Metallbelegungen auf dem Kristall gebildet und zweckmäßig durch elektrolytischen oder chemischen Metallniederschlag von Kupfer oder Silber hergestellt.

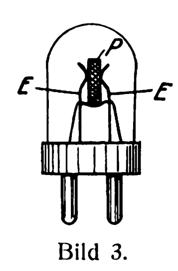



Bild 3.

### Fading-Beseitigung.

Amerik. Pat. 1 719 845 (Martin, 24. Februar 1927), Pat. am 9. Juli 1929.

Bei der in Bild 4 dargestellten Empfangsanordnung sind zwei getrennte Antennen $A$ und $B$ mit Empfängern $C$ und $D$ verbunden. Die mittels des gemeinsamen Ueberlagerers $Ü$ erzeugte Niederfrequenz wird durch die Transformatoren $T_1$ und $T_2$ auf einen gemeinsamen Empfänger $E$ übertragen. Durch den Spannungsabfall am Widerstand $R$, der im Gitterkreis der ersten Empfängerröhre des Empfängers $E$ liegt, wird die Lautstärke konstant gehalten. Die richtige Einstellung der Phase erfolgt mittels des Widerstandes $W$, durch den die Vormagnetisierung des Transformators $T_2$ geregelt wird.

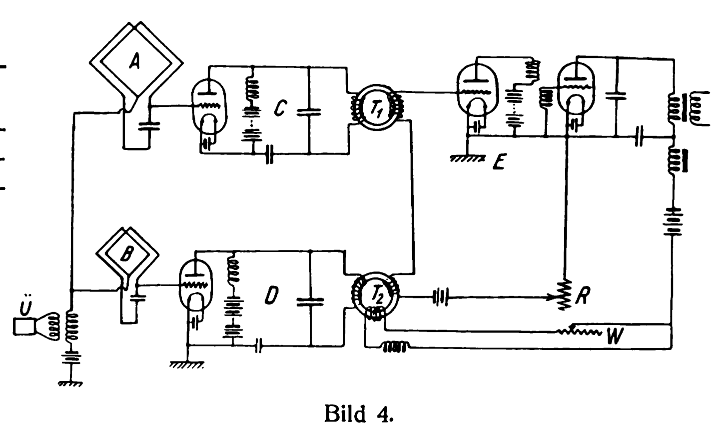



Bild 4.

### Modulationseinrichtung.

Brit. Pat. 316 946 (Lorenz, 6. August 1928), veröffentlicht am 2. Oktober 1929.

Bei der in Bild 5 dargestellten Modulationseinrichtung ist mit dem Generatorkreis $G$ der Antennenkreis $A$ und ein Ballastkreis $B$ gekoppelt. Durch die Modulationsströme werden über die Transformatoren $T_1$ und $T_2$ sowohl der Antennenkreis $A$ als auch der Ballastkreis $B$ so gesteuert, daß die Belastung des Generatorkreises $G$ konstant bleibt und daher Frequenzänderungen nicht auftreten können.

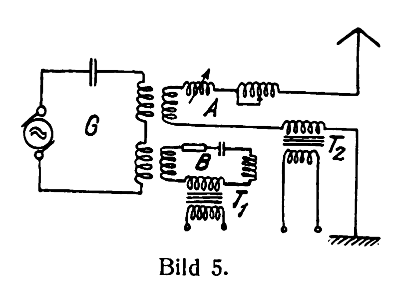



Bild 5.

### Modulations-Schaltung.

Brit. Pat. 317 174 (Igranic, 19. Juni 1928), veröffentlicht am 2. Oktober 1929).

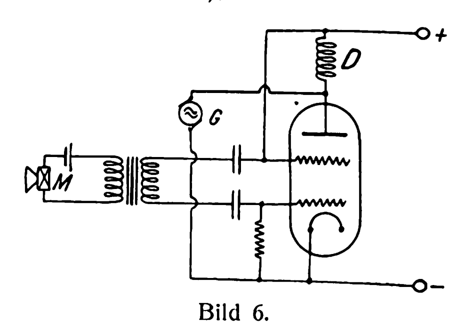



Bild 6.

Bei der in Bild 6 dargestellten Anordnung zur Modulation bei Verwendung einer Doppelgitterröhre werden die vom Mikrophonkreis $M$ übertragenen


Digitized by Google

Modulationsströme beiden Gittern zugeführt, während die von einem Generator *G* gelieferte Hochfrequenz der Anode aufgedrückt wird. Die positive Anodenspannung wird dem zweiten Gitter unmittelbar und der Anode über eine Drossel *D* zugeführt.

### Duplex-Empfangsschaltung.

Brit. Pat. 317 095 (Dubilier, 10. August 1928), veröffentlicht am 2. Oktober 1929.

Zum Empfang mehrerer Frequenzen, z. B. Musik und Bildsignale, wird die in Bild 7 wiedergegebene Anordnung vorgeschlagen, bei der die niederfrequenten Schwingungen den Gittern *a* und *c* der Doppelgitterröhren, die höherfrequenten Bildsignalschwingungen den anderen Gittern *b* und *d* aufgedrückt werden.

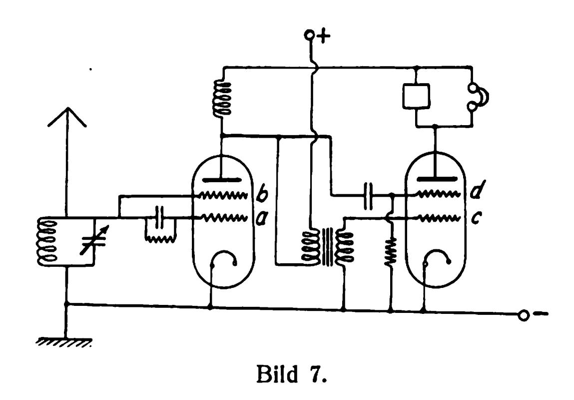


Bild 7.

### Rahmenantenne.

Brit. Pat. 317 215 (Montagne, 31. Juli 1928), veröffentlicht am 2. Oktober 1929.

Ein Rahmenantennensystem für kurze und lange Wellen besteht aus drei Teilen *A*, *B*, *C* (Bild 8, 9), von denen ein Teil *C* im entgegengesetzten Sinne gewickelt ist als die beiden anderen Teile *A* und *B*. Bei Kurzschaltung (Bild 8) wird nur der Teil *A* benutzt,

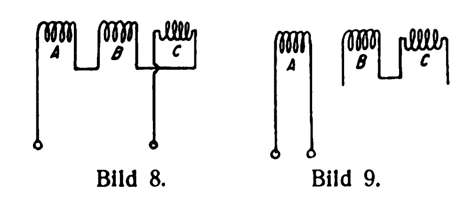


Bild 8. Bild 9.

während die beiden Teile *B* und *C* so miteinander verbunden sind, daß die in ihnen induzierten Ströme sich aufheben. Bei Langschaltung sind alle drei Teile phasenrichtig hintereinander geschaltet (Bild 9).

### Richtantennensystem.

Brit. Pat. 299 472 (Marconi, 28. Oktober 1927), veröffentlicht am 18. April 1929).

In Bild 10 ist ein Richtantennensystem dargestellt, das aus zwei Teilsystemen *C* und *D* besteht, die von einem gemeinsamen Zuleitungssystem *A*, *B*, *Z* gespeist werden. Die Anordnung ist so getroffen, daß der Verbindungspunkt der Zuleitung *Z* zu den Leitungen *A*, *B* verschoben werden kann. Durch diese Anordnung kann das Phasenverhältnis und damit die Strahlrichtung des ganzen Systems in einfacher Weise geändert werden.

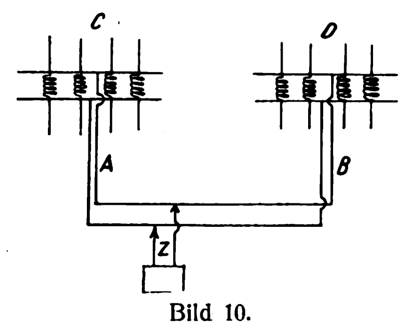


Bild 10.

### Elektronenröhre.

D.R.P. 483 836, Klasse 21g, Gruppe 13 (Loewe), Pat. vom 21. April 1918, ausgegeben am 5. Oktober 1929).

Die Erfindung betrifft eine Elektronenröhre mit zwei oder mehreren Elektronenquellen, die sich gegenseitig beeinflussen. Eine Schaltung zur Schwingungserzeugung mit einer Röhre, die zwei Glühkathoden *K* und zwei Anoden *A* besitzt, zeigt Bild 11. Eine andere Ausführungsform der Röhre zeigt Bild 12. Die Schaltung ist dabei so getroffen, daß die Elektronenströme von der Kathode 1 zur Anode 2 und von der Kathode 3 zur Anode 4 verlaufen.

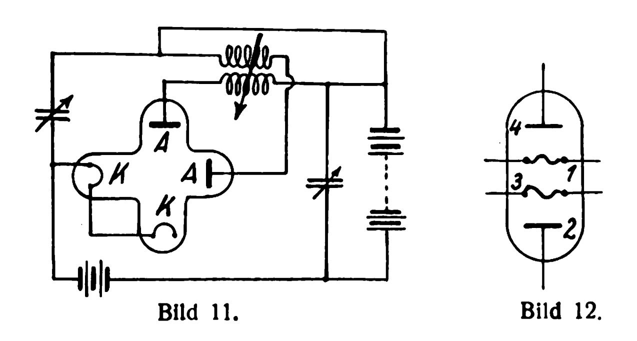


Bild 11. Bild 12.

### Kathode für Elektronenröhren.

D.R.P. 483 577, Klasse 21g, Gruppe 13 (Schwarzkopf), Pat. vom 17. Juli 1924, ausgegeben am 4. Oktober 1929.

Zur Herstellung von Glühkathoden mit sehr hoher Elektronenemission soll ein Faden verwendet werden, der als Grundstoff aus Molybdän besteht, dem Uran oder Uranverbindungen einverleibt sind. Das Uran ist in solchen Fäden im metallischen Molybdän gelöst oder in chemischer Verbindung mit dem Molybdän vorhanden.

### Synchronisierungs-Einrichtung.

D.R.P. 484 088, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Karolus), Pat. vom 14. Juni 1928, ausgegeben am 9. Oktober 1929.

Häufig wird eine Synchronisierung dadurch herbeigeführt, daß die Antriebsmotore aus dem gleichen Netz betrieben werden. Bei den hohen Drehzahlen, die für Bildübertragung oder Fernsehen erforderlich sind, treten infolge der kleinen Frequenzen der Speisenetze Pendelungen der Motore auf, die erhebliche Störungen


Digitized by Google

zur Folge haben. Erfindungsgemäß soll die niedrige Netzfrequenz in eine höhere harmonische Frequenz umgewandelt und diese zum Antrieb bzw. zur Synchronisierung verwendet werden. Dabei kann entweder für die Synchronmotore die Gesamtleistung der

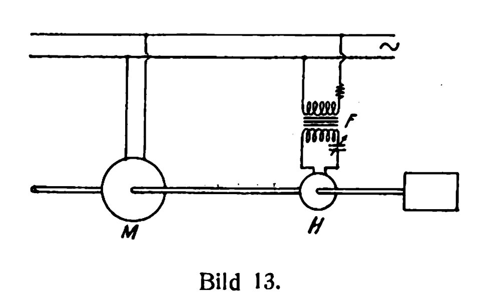



Bild 13.

höheren Frequenzen entnommen werden oder auch nur eine Teilleistung, um den Hauptmotor im Tritt zu halten. In Bild 13 wird zum Beispiel der Hauptmotor $M$ mit der kleinen Frequenz und der Hilfsmotor $H$ durch eine höhere Frequenz gespeist, die durch den Frequenztransformator $F$ erzeugt wird.

**Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.**

| Nr. | Klasse und Gruppe | Ausgabetag | Inhalt |
|---|---|---|---|
| 483 207 | $21g^4/10$ | 2. 10. 29 | Kondensator |
| 483 412 | $21a^4/22$ | 2. 10. 29 | Störbefreiung beim Empfang |
| 483 414 | $21a^4/75$ | 3. 10. 29 | Wellen-Umschaltvorrichtung |
| 483 418 | 21c/56 | 2. 10. 29 | Hochohm-Flüssigkeitswiderstand |
| *483 517 | 21g/13 | 2. 10. 29 | Gitter für Elektronenröhren |
| 483 518 | 21g/24 | 3. 10. 29 | Medizinisches Hochfrequenzgerät |
| 483 577 | 21g/13 | 4. 10. 29 | Glühkathode |
| 483 787 | $21a^4/29$ | 8. 10. 29 | Empfangseinrichtung |
| 483 787 | 21c/54 | 10. 10. 29 | Regelwiderstand |
| 483 827 | $21a^4/29$ | 8. 10. 29 | Empfangseinrichtung |
| *483 836 | 21g/13 | 5. 10. 29 | Elektronenröhre |
| 483 947 | 21g/12 | 5. 10. 29 | Glimmröhre |
| 483 948 | 21g/13 | 9. 10. 29 | Herstellung von Oxydkathoden |
| 483 981 | 21g/31 | 10. 10. 29 | Magnetisches Material |
| 484 031 | $21a^2/5$ | 10. 10. 29 | Mikrophon |
| 484 033 | $21a^2/25$ | 9. 10. 29 | Schalltrichter für Lautsprecher |
| *484 088 | $21a^1/32$ | 9. 10. 29 | Synchronisierungsvorrichtung |
| 484 186 | 21g/10 | 10. 10. 29 | Feineinstellung |
| 484 261 | $21a^4/68$ | 11. 10. 29 | Flachspule |

**Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.**

# Referate.

**F. E. Terman.** Prinzipielle Fragen der Gittergleichrichtung. (Some principles of grid-leak grid-condenser detection.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 1384—1397, 1928.

1. Bei der üblichen Anordnung für Gittergleichrichtung (Bild 1) ist die Wirkung die, daß der Gitter-

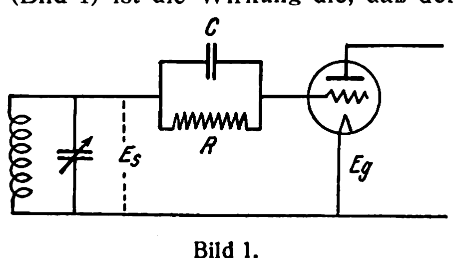



Bild 1.

strom außer der Hochfrequenzkomponente eine Komponente $i_r$ erhält, die durch den Amplitudenverlauf der Hochfrequenzschwingungen bestimmt ist. Es ist also eine Gleichstromkomponente, wenn die Hochfrequenzschwingung konstante Amplitude hat. Dazu kommen Niederfrequenzströme, wenn die Amplitude der Hochfrequenzschwingung mit niederfrequenter Periode sich ändert. Diese Gleichstrom- bzw. Niederfrequenzkomponente läßt sich nun nach einem Satz von Carson darstellen als hervorgerufen durch einen Gleichstrom- bzw. Niederfrequenzgenerator $E_r$, den man sich nach dem Schema von Bild 2 eingeschaltet denken muß.

Für die EMK dieses Generators gilt:

a) Ist die Hochfrequenzschwingung eine ungedämpfte, unmodulierte von der Form $e_s = E_s \sin \omega t$, so ist

$$E_r = e_s^2/2\,v.$$

b) Besteht der Hochfrequenzstrom aus der Ueberlagerung von zwei ungedämpften Schwingungen mit etwas verschiedener Frequenz, ist er also von der Form

$$e_s = E_1 \sin 2\pi f_1 t + E_2 \sin (2\pi f_2 t + \varphi)$$

so besteht $E_r$ aus zwei Teilen, einer Gleichstromkomponente

$$E_{ro} = (E_1^2 + E_2^2)/2\,v$$

und einer Niederfrequenzkomponente von der Frequenz $f_1 - f_2$ von der Form

$$E_{r_1} = \frac{E_1 E_2}{v} \cos [2\pi (f_1 - f_2) t - \varphi]$$

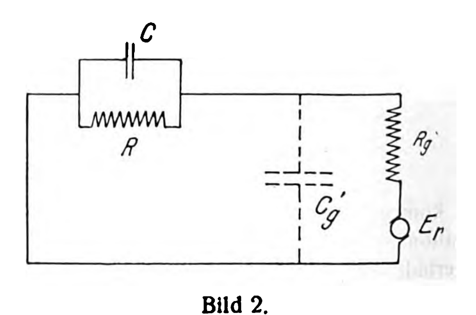



Bild 2.

c) Ist die Hochfrequenz eine modulierte Schwingung

$$e_s = E_m (1 + K \sin q t) \sin \omega t,$$

so entstehen in $E_r$ drei Komponenten, eine Gleichstromkomponente $E_{ro}$, eine Komponente $E_{r1}$ von der Modulationskreisfrequenz $q$ und endlich eine Kompo-

Digitized by Google

nente $E_{r2}$ von der doppelten Modulationskreisfrequenz, und zwar ist

$$E_{r0} = E_m^2 \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) / 2\,v.$$

$$E_{r1} = \frac{E_m^2 \cdot K}{v} \cdot \sin q\,t$$

$$E_{r2} = -\frac{K^2 E_m^2}{4\,v} \cdot \cos 2\,q\,t.$$

In dieser Zusammenstellung und in Bild 2 bedeutet $R_g = d\,V_g/d\,I_g$ den dynamischen Gitterwiderstand, $v = 2\,R_g \left(\frac{d\,R_g}{d\,V_g}\right)$ das, was der Verfasser „detector voltage constant" nennt, d. h. einen Ausdruck, für den die Krümmung der $I_g \perp E_g$ Charakteristik maßgebend ist und von dem die Gleichrichtwirkung abhängt.*) Die Kapazität $C_g'$ in Bild 2 ist die „wirksame" Kapazität zwischen Gitter und Glühfaden der Röhre. Diese Kapazität hängt nicht nur von der Frequenz, sondern auch von der Impedanz des Anodenkreises ab. Da $C_g'$ parallel zum Gitterkondensator $C$ liegt, so ist die Wirkung eine Vergrößerung von $C$.

Den Vorteil der gewählten Darstellung (Einführung von $E_r$) sieht man aus folgendem Beispiel. Es sei gesucht die Aenderung $(\varDelta V_g)$ der Gitterspannung, wenn man auf die Anordnung eine modulierte Hochfrequenzschwingung wirken läßt. Entsprechend den drei Komponenten $E_{r0}$, $E_{r1}$ und $E_{r2}$ (siehe oben) besteht dann die Aenderung der Gitterspannung ebenfalls aus drei Komponenten, und zwar gilt für jede dieser drei Komponenten

$$\varDelta V_{g0} = E_{r0} \cdot Z_0/(R_g + Z_0); \quad \varDelta V_{g1} = E_{r1}\, Z_1/(R_g + Z_1);$$
$$\varDelta V_{g2} = E_{r2}\, Z_2/(R_g + Z_2)$$

wenn $Z_0$, $Z_1$, $Z_2$ die Impedanz (bzw. den Widerstand) der Verzweigung $CR$ in Bild 2 bezeichnet, und zwar für die betreffenden Komponenten von $E_r$, d. h. also $Z_0$ den Widerstand der Verzweigung für Gleichstrom,

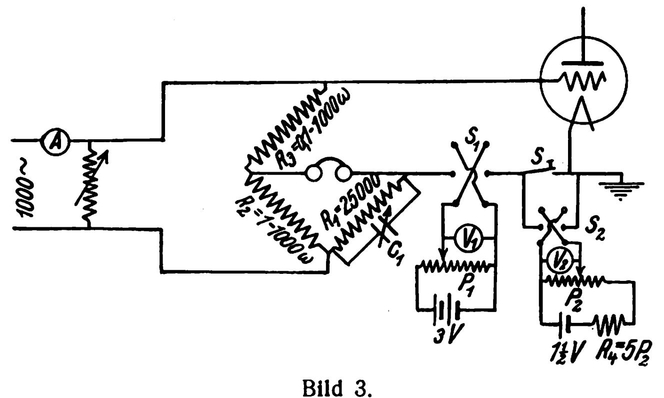


Bild 3.

$Z_1$ die komplexe Impedanz der Verzweigung für die Modulationsfrequenz etc. Die Wirkung im Anodenkreis erhält man dann durch die Ueberlegung, daß eine Aenderung der Gitterspannung $\varDelta V_g$ im Anodenkreis dieselbe Stromänderung hervorruft, wie eine Aenderung der Anodenspannung um den Betrag $\mu \varDelta V_g$ ($\mu$ = Verstärkungsfaktor).

2. Um dieses Verfahren anwenden zu können, braucht man die zwei Röhrenkonstanten $R_g$ und $v_g$. Zu ihrer Messung dient die Brückenanordnung von Bild 3. In ihr ist $P_1$ und $P_2$ je ein Spannungsteiler, und zwar $P_1$ einer für größere Aenderung der Spannung, $P_2$ ein solcher für Feineinstellung. Die Spannung $P_2$ kann durch den Schalter $S_2$ kurz geschlossen werden. Diese Spannungsteiler mit ihren Spannungsmessern $V_1$ und $V_2$ haben den Zweck, zwischen Gitter und Glühfaden eine genau bekannte und fein einregelbare Spannung zu legen. Um $R_g$ für eine bestimmte Gitterspannung zu bekommen, stellt man diese Spannung ein und ändert dann die Widerstände $R_1$, $R_2$, $R_3$ und event. auch $C_1$ so, daß das Telephon keinen Ton mehr gibt. Dann ist einfach $R_g = R_1 \cdot \frac{R_3}{R_2}$. Die Detektorkonstante $v$ erhält man auf folgende Weise. Mit Spannungsteiler $P_1$ wird die Spannung $V_1$ an das Gitter gelegt, für die man die Detektorkonstante wissen will; der Gitterwiderstand für diese Spannung

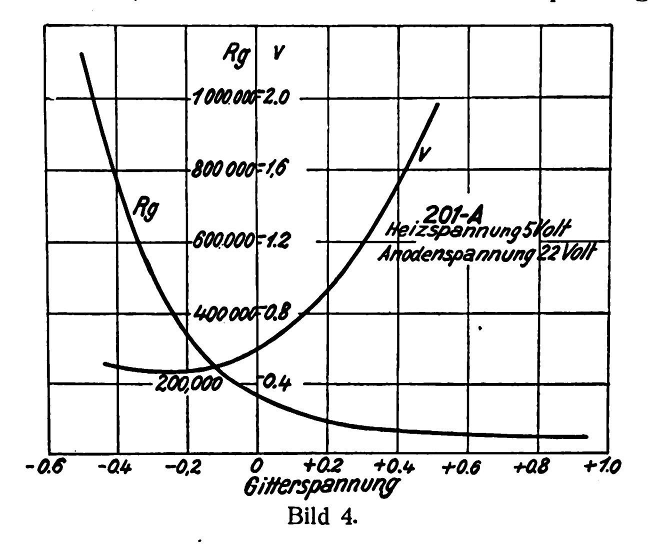


Bild 4.

ergab sich zu $R_g$. Dann wird mit Hilfe von $P_2$ die Gitterspannung einmal nach oben $(V_g + \varDelta V_g)$, dann nach unten $(V_g - \varDelta V_g)$ um denselben Betrag geändert und die dazugehörigen Werte des Widerstandes von $R_g$, $R_g'$ und $R_g''$, gemesen. Dann ist die Detektorkonstante

$$v = 2\,R_g / \left(\frac{d\,R_g}{d\,V_g}\right) = 2\,R_g / \left(\frac{R_g' - R_g''}{2\,\varDelta V_g}\right).$$

Als Beispiel für die Ergebnisse solcher Messungen ist in Bild 4 das Resultat für eine Röhre 201 A wiedergegeben.

3. Bezüglich der Größe des Gitterkondensators $C$ und des Ableitungswiderstandes $R$ führt der Verfasser folgendes aus. Die Größe des Gitterkondensators ist ein Kompromiß zwischen zwei einander entgegenstehenden Bedingungen. Er sollte möglichst groß sein, um der Hochfrequenz eine möglichst kleine Reaktanz zu bieten; die Spannung am Gitter ist ungefähr $\frac{C}{C + C_g}$ mal der EMK, die auf den Gitterkreis wirkt. Auf der anderen Seite sollte er klein sein, damit für die Niederfrequenzkomponente von $E_r$ die Reaktanz möglichst groß wird. Der Verfasser empfiehlt den Gitterkondensator $C$ ungefähr 10 mal so groß wie $C_g$, die Kapazität der Röhre zwischen Gitter und Glühfaden für Hochfrequenz, zu machen. Das gibt Gitterkondensatoren von der Größenordnung 150—250 $\mu\mu F$. Ist diese Kapazität einmal gewählt, so erhebt sich die

*) Praktischer würde es wohl gewesen sein, den reziproken Wert einzuführen.

Digitized by Google

Frage des besten Ableitungswiderstandes $R$ und auch der besten Gittervorspannung $E_g$, von der der Wert $R_g$ bei einer bestimmten Röhre abhängt. Die Bedingungen liegen verschieden, je nachdem es sich um Telegraphie oder um Telephonie handelt. Im ersten Fall wird eine ganz bestimmte Niederfrequenz, z. B. 1000/sec, hergestellt; bei der Telephonie ist die Aufgabe, Frequenzen zwischen 100 und ca. 5000/sec möglichst verzerrungsfrei aufzunehmen.

Man sollte die Vorspannung so wählen, daß der Gitterwiderstand $R_g$ geringer ist als die Impedanz der Verzweigung $CR$ (Bild 2). Dann ist die Spannung an der Röhre nie viel kleiner als die EMK $E_r$, von der eben die Rede war; die Frequenzabhängigkeit der Impedanz von $CR$ spielt dann keine Rolle. Bezüglich des Ableitungswiderstandes $R$ besteht die Bedingung, er sollte so groß sein, daß durch ihn nicht ein großer Teil der Hochfrequenzenergie im Gitterkreis aufgezehrt wird, aber auch nicht so groß, daß die hohen Niederfrequenzkomponenten beim Empfang schlecht herauskommen. Die Verhältnisse ergeben sich am besten aus dem Bilde 5, das sich auf dieselbe Röhre wie Bild 4 bezieht. Es zeigt, wie stark die Verzerrung in denjenigen Fällen ist, in denen die Aenderung der Gitterspannung bei niederen Frequenzen besonders groß ist. J. Zenneck.

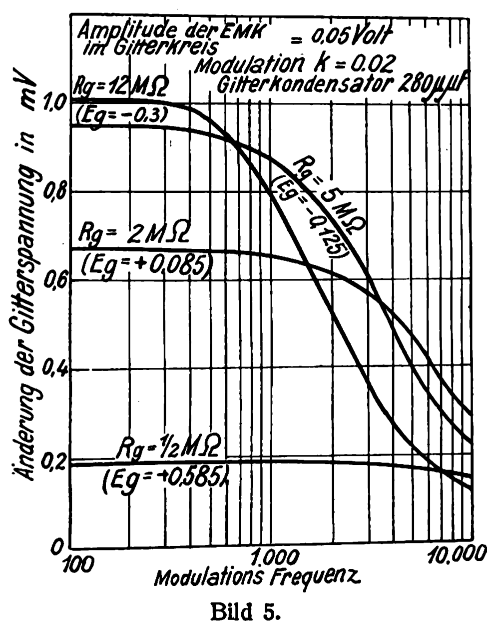



Bild 5.

**A. H. Davis** und **T. S. Littler.** Der Durchgang des Schalls durch schwingungsfähige Scheidewände von verschiedenem Material. (The transmission of sound through partitions. II. Vibrating partitions.) Aus dem Nat. Phys. Lab. in Teddington. Phil. Mag. (7) **7**, 1050—1062, 1929.

Die Arbeit ist eine Fortsetzung einer früheren (Phil. Mag. (7) **3**, 177, 1927). Es werden alle möglichen schwingungsfähigen Materialien von einem Stück Papier bis zu einer Ziegelsteinwand untersucht. Die Anordnung ist die, daß zwei Zimmer durch eine nicht schalldurchlässige Wand getrennt sind, in der eine Oeffnung von ca. 150 × 120 cm ausgespart ist. Diese ist mit dem zu untersuchenden Material bedeckt. In dem einen Zimmer befindet sich die Schallquelle (Röhrengenerator mit Lautsprecher), dessen Schallwellen schief auf die Oeffnung auffallen. Im anderen Zimmer ist das Aufnahme-Mikrophon mit seinen Nebenapparaten zur Messung der Schallintensität. Ein Vergleich der Intensität mit offenem und bedecktem Fenster gibt die Absorption des zur Bedeckung der Oeffnung benützten Materials.

Der schiefe Auffall der Schallstrahlen auf die Oeffnung und ebenso die Bedeckung der Wände im Sendezimmer mit schallabsorbierendem Material hat den Zweck, für die auffallenden Schallstrahlen definierte Verhältnisse zu schaffen, die nicht vorhanden sein würden, wenn die Reflexion an den Wänden oder auch an dem Material in der Oeffnung eine Rolle spielen könnte. Nicht selbstverständlich ist, daß bei der gewählten Anordnung nach den Versuchen der Verfasser die Schallstrahlen, die das schwingungsfähige Material in der Oeffnung durchsetzt haben, ihre Richtung nicht erheblich ändern, d. h. in dem Aufnahmezimmer sich als ein ziemlich gut begrenztes Schallstrahlenbündel fortsetzen.

Bei solchen Messungen besteht die Schwierigkeit, daß man an den verschiedenen Stellen des Empfangsraums infolge von Interferenzen sehr starke Intensitätsunterschiede bekommt. Es wurde in dreierlei Weise versucht, diese Schwierigkeit zu umgehen: 1. indem man den Mittelwert aus Messungen an verschiedenen Stellen des Schallstrahls bildete, 2. indem man das Aufnahme-Mikrophon mit Schnüren an der Decke aufhing und in der Richtung des Schallstrahls hin- und herpendeln ließ und 3. indem man die Frequenz der Schallquelle periodisch änderte.

Bezüglich der Zahlenwerte, die sich bei 27 Materialien in dem Frequenzgebiet zwischen 300 und 1600/sec ergaben, muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. J. Zenneck.

**Eitaro Yokoyama** und **Tomozo Nakai.** Feldstärkenmessungen von Großstationen. (The measurements of the field intensities of some high-power long-distance radio stations.) Res. of the Electr. Labor. Tokyo. Nr. 229, Teil I, Juni 1928; Nr. 233, Teil II, Juli 1928; Nr. 238, Teil III, September 1928; Nr. 258, Teil IV, April 1929.

Die Hefte enthalten Messungen von Empfangsfeldstärken folgender Stationen:

Teil I. Bolinas ($\lambda$ = 13 100 m), Bordeaux ($\lambda$ = 19 100 m).
Teil II. Malabar ($\lambda$ = 15 600 m), Palao ($\lambda$ = 10 000 m), Rugby ($\lambda$ = 18 740 m).
Teil III. Kahuku ($\lambda$ = 16 975 m), Pearl Harbor ($\lambda$ = 10 500 m), Saigon (A, $\lambda$ = 16 200 m; B. $\lambda$ = 20 800 m).
Teil IV. Warschau ($\lambda$ = 18 280 m), Teneriffa ($\lambda$ = 15 800 m), Monte Grande ($\lambda$ = 12 700 m).

Die Messungen erfolgten in Isohama Town, 100 km nordöstlich von Tokyo. In den Tabellen sind außer den Werten für die Empfangsfeldstärken und für die Stromstärke in der Sendeantenne Werte für atmosphärische Störungen (getrennt nach „grinders“ und „clicks“) sowie meteorologische Daten (Temperatur, Luftdruck, Feuchtigkeit) für Sende- und Empfangsort für je 10 Tage der Monate Oktober 1926 bis Januar 1928, und zwar für je 2 Tageszeiten aufgeführt. Monatsmittel sämtlicher Werte für die 2 Beobachtungszeiten sind außerdem noch in Kurven wiedergegeben. E. Mauz.

Digitized by Google



# Jahre

## Kondensatoren

für

## Laboratorien

**Glimmernormalien**
**Stöpselkondensatoren**
**Dekaden-Kurbel-Kondensatoren**

**RICHARD JAHRE**
**BERLIN SO 16, Köpenickerstr. 33a.**

---

**BECHER-TRANSFORMA**
**200-2000m**
DER GESCHIRMTE H-F TRANSFORMATOR
FÜR ALLE SCHALTUNGEN
**PREIS: MK. 12,50**

**BUDICH**

MAERTENS FREIWALD

RADIO BUDICH

BUDICH-G·M·B·H·BERLIN·NW 87·SICKINGENSTR·4·

---

## Drehspul-Galvanometer






mit Fadenaufhängung und Libelle. Wid. 50 Ohm. Empf. ca. $6 \cdot 10^{-7}$ Amp. Nur 50 RM. In jedem Laboratorium verwendbar.

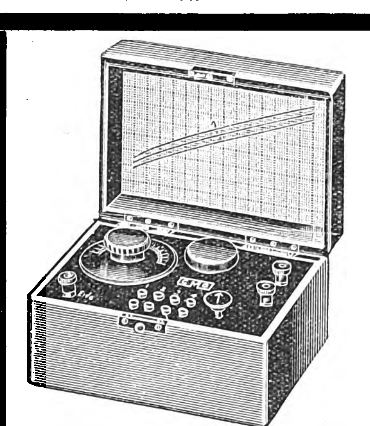
**Physikalische Werkstätten A. G., Göttingen Z. H.**
**Zweigniederlassung:** Berlin SO 36, Oranienstraße 183.

---

Physikalisch-mechanisches Institut von
**Prof. Dr. Max Th. Edelmann & Sohn**
München, Nymphenburger Str. 82

**Saitengalvanometer**
**Saitenelektrometer**
Photographische **Registrierapparate**
Hochempfindliche **Spiegelgalvanometer**
**Stimmgabeln und Galtonpfeifen**
Kataloge kostenfrei.

---



## Kapacitäts-Messbrücken

**Wellenmesser**

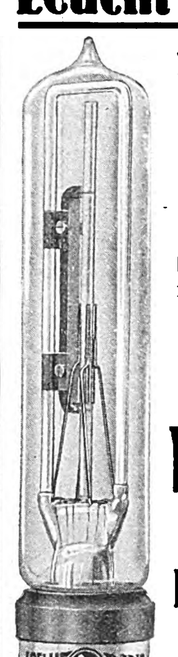
Selbst-Induktions-Normalien
Laboratoriumsmaterial, wie
Messinstrumente, Umformer,
Hochspannungs-Dynamos usw.,
aus Heeresbeständen

**Charlottenburger Motoren-Ges., Bismarckstraße 105**

Digitized by Google

# Leucht-Quarznormalien

**nach Prof. Giebe und Dr. Scheibe**




für Frequenzen
von 3000000 bis 20000
und 20000 bis 2000
fertigt an
mit garantierter Genauigkeit von
$1/2$ pro Mille des angegebenen
Wertes



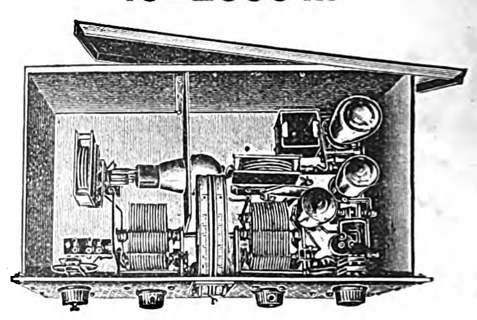

**G. m. b. H.**

**Bln.-Steglitz, Wiesenweg 10**

Anfertigung von Quarzscheiben und Quarzringen. Broschüren über Frequenznormalien und Quarzoszillatoren auf Wunsch kostenlos.

# Schaleco-All-DX

**10–2000 m**



**Der neueste 4-Röhren-Schirmgitter-Empfänger**

Der Schaleco-All-DX ist der neue Universal-Typ für den Selbstbau. Er erfüllt alle Wünsche hinsichtlich des Wellenbereiches und der universellen Verwendbarkeit bei niedrigsten Anschaffungs- und Unterhaltungskosten. Das Gerät ist hervorragend geeignet für Laboratorien, Kontrol stationen und dergl. und wird bereits von zahlreichen industriellen Behörden und Instituten des In- und Auslandes ständig benutzt.

Illustrierten Prospekt kostenlos!

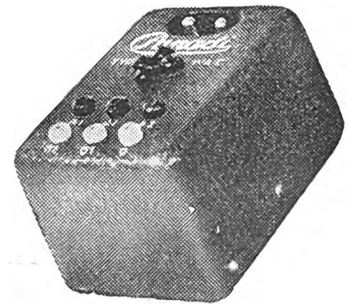
**Schackow, Leder & Co., G. m. b. H.**

**Berlin N 4, Chausseestraße 42**

# *Panadi*

## Netzanode

### Modell 1930



| | |
|---|---|
| für Gleichstrom | RM. 32,00 |
| „ Wechselstrom | RM. 39,50 |

ohne Röhre

### Modell 1929

so lange Vorrat reicht

| | |
|---|---|
| für Gleichstrom | RM. 28,50 |
| „ Wechselstrom | RM. 36,50 |

ohne Röhre

Verlangen Sie Druckschrift 19a

# Dr. Eugen Nesper

der allbekannte Radiofachmann und Kritiker hat die Panadinetzanode ausführlich begutachtet. Im nachstehenden geben wir auszugsweise einige Hauptpunkte des Gutachtens bekannt:

. . . . Das Netzanschlußgerät wurde mit verschiedenen Dreirohr-Ortsempfängern, sowie mit einem hochwertigen Neutrodyne-Fernempfänger erprobt . . . .

. . . . Die Aufstellung und Einregulierung dieser Netzanode ist denkbar einfach, da lediglich die genau bezeichneten Anschlußkontakte an Stelle einer Trockenelementbatterie gestöpselt zu werden brauchen . . . .

. . . . Während der Sendung von Sprache und Musik war der Netzton überhaupt nicht bemerkbar . . . .

. . . . Die Leistung des Netzanschlußgerätes bei sauberer Wiedergabe von Rundfunkempfang ist somit dem heutigen Stande der Technik entsprechend recht erheblich . . . .

. . . . Die geschmackvolle Ausführung der räumlich sehr klein bemessenen Netzanode, welche überall leicht aufgestellt werden kann, verbunden mit dem verhältnismäßig niedrigen Verkaufspreise, lassen diese Netzanschlußausführung besonders berufen erscheinen, die Rundfunkwiedergabe, insbesondere bei Verwendung moderner, hochwertiger Lautsprecher wesentlich zu verbessern.

. . . . Im übrigen hat das mir zur Erprobung übergebene Modell eine Kurzschlußgefahr nicht gezeigt . . . .

**Panadi-Hochohm-Widerstände in allen Ohmwerten, drahtlose und drahtgewickelte, konstante und regulierbare. Panadi-Regulierbare-Gitterwiderstände mit Stecker DRPa. Panadi-Lautstärkenregler mit logarithmischer Regulierung**

Vertrieb der Panadi-Erzeugnisse

**COMMERCIAL ELECTRIC**

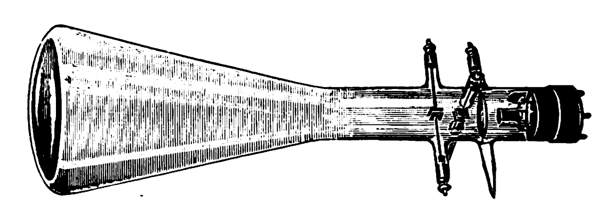
G. M. B. H.

**Berlin W 35, Potsdamer Str. 31, Kurfürst 2236**

Wo nicht erhältlich, Bezugsquellennachweis durch uns.

Digitized by Google

Digitized by Google



**Die Braun'sche Röhre neuester Konstruktion**

übertrifft alle auf dem Markt befindlichen Modelle!

**Dunkle** Glühkathode,
**heller** Brennfleck, der leicht Fotografien ermöglicht
Kapazitätsminimum der Elektroden,
Empfindlichkeit 1—$1^1/_2$ Volt pro mm
1000 Brennstunden.
Konstruktion nach v. Ardenne

**Preis 200.—**

Passende Netzanschluß-Geräte
für Anodenspannung lieferbar

Verlangen Sie unsere Prospekte!

**Charlottenburger Motoren-Ges.**
Bismarckstraße 105

Physik der Glühelektroden
Von Prof. Dr. W. Schottky und Dr. Ing. H. Rothe

Herstellung der Glühelektroden
Von Dr. rer. techn. H. Simon

Technische Elektronenröhren und ihre Verwendung
Von Dr. Ing. H. Rothe

X und 492 Seiten mit 179 Abbildungen
Preis geheftet M. 44.—, gebunden M. 46.—
(Handbuch der Experimentalphysik Band XIII/2).

Aus Besprechungen:

Die Zusammenfassung dieser drei Teile in einen Band ist ein sehr glücklicher Gedanke, und da die drei Autoren das Gebiet selbst, zum Teil bahnbrechend, gefördert haben, so ist ein Werk entstanden, das jedem rückhaltlos empfohlen werden kann, der in diese Fragen tiefer eindringen will.
Elektrische Nachrichten-Technik.

This volume of the Handbuch will be found to be of great value to anyone who is interested in the science or in the art of making or using vacuum tubes. The authors have made valuable contributions to the respective fields which they review.
The Physical Review.

The book is an excellent treatise and a general work of reference upon the subjects in question and the authors are to be commended for their compilation and critical treatment of the subjects matter presented therein.
Journal of the Franklin Institute.

**Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig**
Schlossgasse 9

**M. Krayn, Verlagsbuchhandlung für technische Literatur, Berlin W 10**

# Rundfunktechnisches Handbuch

Von
**Dr. Heinrich Wigge**
Professor für Physik und Funkentelegraphie am Friedrichs-Polytechnikum Köthen-Anh.

**I. TEIL**
**Die konstruktiven und theoretischen Grundlagen für den Selbstbau von Rundfunkempfängern**
Mit 563 Abbildungen.
**Preis gebunden 15 RM.**

**II. TEIL**
**Die physikalischen Grundlagen, die Konstruktion und die Schaltung von Spezialempfängern für den Rundfunk**
Mit 416 Abbildungen.
**Preis gebunden 12 RM.**

**Beide Teile zusammen 25 RM.**


Digitized by Google

**Turbonit**
ein erstklassiges Hartpapier in Platten Rohren und Formstücken in den verschiedensten Ausführungen, für viele Zwecke der Radiotechnik bestens geeignet.

**Glimmerplatten**
für Kondensatoren,

**Jarostrat**
Drähte und Litzen in beliebigen Längen mit dichtaufsitzendem öllackiertem Gewebe.

**Oelschläuche**
sogenannte Bougierohre.

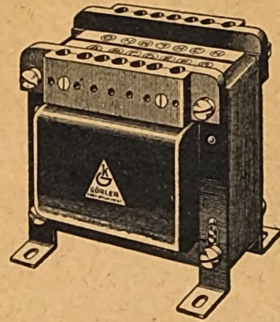
**Ausgleichskondensatoren**
Normaleinheiten bis zu 5 Mikrofarad bei 12 000 Volt Betriebsspannung in kräftigen Eisenkästen für mittlere und große Sendestationen.

**Kopplungskondensatoren**
für leitungsgerichtete Telephonie in Hoch- und Höchstspannungsnetzen.

**1879** 50 Jahre **1929**
**Jaroslaws**
**erste Glimmerwarenfabrik in Berlin,**
Berlin-Weissensee, Lehderstr. 34/5.



**TRANSFORMATOREN**
**DROSSELSPULEN**
**ÜBERTRAGER**




für alle
Versuchs- und
Spezialzwecke

Fordern Sie zu Ihrer ersten Orientierung unsere ausführlichen Druckschriften **293 u. 294**

**GÖRLER** G. M. B. H.
**BERLIN NW 87**



**Drehkondensator**
**mit festem Dielektrikum**
in allen Kapazitäten von 25 cm bis 10000 cm
Einfaches System mit stromführender Achse
Doppelplatten-System mit stromloser Achse
Gerade Kennlinie Mittellinie

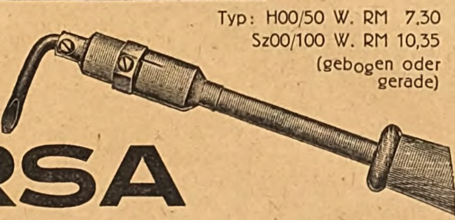
**RITSCHER G. M. B. H.**
Berlin S 59, Gräfestraße 71
Fernruf: F 6 Baerwald 2571



**Der Fachmann weiß:**

für **feine Lötungen** nur

Typ: H00/50 W. RM 7,30
Sz00/100 W. RM 10,35
(gebogen oder gerade)



**ERSA**
Kolben

Verlangen Sie Liste 11 und Referenzen von
**ERNST SACHS,**
**Berlin-Lichterfelde 90**
Erste Spezialfabrik elektr. Lötkolben und Schmelztiegel



**M. Krayn, Verlag f. techn. Literatur**
**Berlin W 10**

Vom

# Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

**Zeitschrift für Hochfrequenztechnik**

sind wieder die kompletten Bände 12—33
zu nachstehenden Preisen lieferbar:

| | | | |
|---|---|---|---|
| Band | 12—22 | in Heften . . . . | je RM. 20,— |
| „ | 12—22 | gebunden . . . . | je „ 23,— |
| „ | 23—34 | in Heften . . . . | je „ 20,— |
| „ | 23 u. 24 | gebunden in einem Bande | je RM. 45,— |
| „ | 25 „ 26 | „ „ „ „ | |
| „ | 27 „ 28 | „ „ „ „ | |
| „ | 29 „ 30 | „ „ „ „ | |
| „ | 31 „ 32 | „ „ „ „ | |




Digitized by Google

UMFORMER · HOCHFREQUENZ-REGELSÄTZE
HOCH- u. MITTELFREQUENZ-GENERATOREN
QUALITÄTS-SPEZIALMOTORE
RUF- UND SIGNAL-MASCHINEN



VOLLSTÄNDIGE FUNK-SENDE- UND
EMPFANGS-STATIONEN · BILD-FUNK
HOCHFREQUENZ-SCHMELZÖFEN

LORENZ



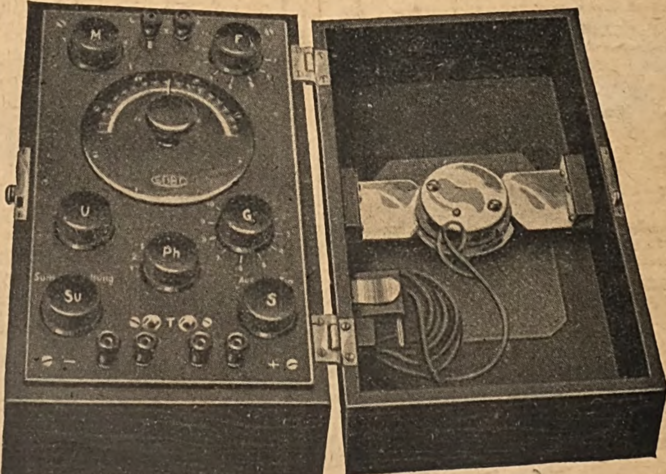

AKTIENGESELLSCHAFT · BERLIN-TEMPELHOF




Präzisions-Meßinstrumente

Für den Gebrauch
in den
Laboratorien
und Prüfräumen
der Hoch-
frequenztechnik
Handlich und
transportabel
Leichte
Bedienbarkeit

*



Induktions-
Meßbrücken
Kapazitäts-
Meßbrücken
Wellenmesser
Frequenzmesser
Präzisions-
Drehkondensatoren

*

Meßbrücke zur Messung von Induktivitäten und Kapazitäten Type LS 10
Meßbereich: Selbstinduktion 0,00001 ⁄. 0,1 Henry
Kapazität: 0,000,1 ⁄. 1,0 μF

DR. GEORG SEIBT / BERLIN-SCHÖNEBERG, HAUPTSTRASSE 11

Für die Schriftleitung verantwortlich: Privatdozent Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M. Für den Anzeigenteil verantwortlich: Walther Ziegler, Berlin W 10
Verlag von M. Krayn, Berlin W 10. — Druck von Paul Dünnhaupt, Köthen/Anh.

Digitized by Google

Digitized by Google

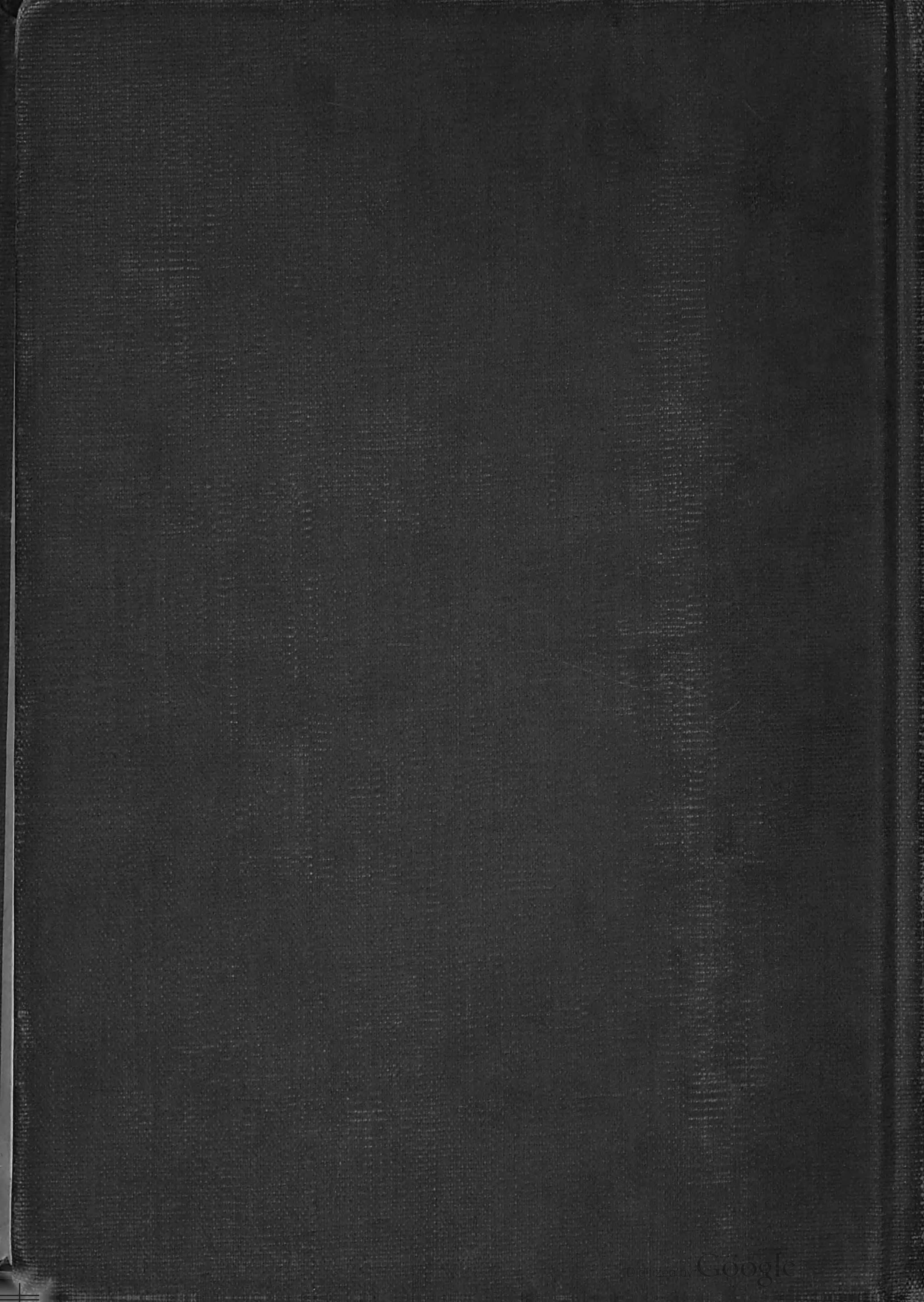
Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

MAY 27 1930

Digitized by Google



Digitized by Google